

**Der Partikeltransport in turbulent durchströmten Rohrleitungen  
und seine besondere Bedeutung  
für die Partikelmesstechnik**

Der Fakultät Ingenieurwissenschaften, Abteilung Maschinenbau der  
Universität Duisburg-Essen  
zur Erlangung des akademischen Grades

DOKTOR-INGENIEUR

genehmigte Dissertation

von

Christoph Sager

aus

Kaufbeuren

Referent: Prof. Dr.-Ing. Klaus Gerhard Schmidt

Korreferenten: Prof. Dr.-Ing. habil. Eberhard Schmidt

Priv.-Doz. Dr.-Ing. Frank Schmidt

Tag der mündlichen Prüfung: 19. April 2007

## **Vorwort**

Die vorliegende Arbeit entstand im wesentlichen in der Zeit von 1995 bis 2001 während meiner Zeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter an der Gerhard-Mercator-Universität Duisburg.

Herr Prof. Dr.-Ing. Klaus Gerhard Schmidt danke ich herzlich für die hilfreiche Unterstützung während der Durchführung und Abfassung dieser Arbeit.

Weiterhin gilt mein Dank Herrn Prof. Dr.-Ing. Eberhard Schmidt für die Übernahme des Korreferates.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Priv.-Doz. Dr.-Ing. Frank Schmidt für seine Anregung zu dieser Arbeit sowie für die wertvollen Diskussionen und Ratschläge.

Gedankt sei auch meinen ehemaligen Kollegen der Gerhard-Mercator-Universität Duisburg für die gute Zusammenarbeit sowie den Studenten, die im Rahmen ihrer Studien- und Diplomarbeiten die Entwicklungen unterstützten.

Für die finanzielle Unterstützung sei der Max-Buchner-Forschungsstiftung gedankt.

Meiner Frau Uta möchte ich für die liebevolle Unterstützung und Motivation während der Anfertigung dieser Arbeit danken.

Schließlich möchte ich auch noch meinen Eltern danken, die mir diesen Ausbildungsweg ermöglicht haben.

## **Inhaltsverzeichnis**

	Formelverzeichnis	III
1	Einleitung und Problemstellung	1
2	Aerosoldynamische Beschreibung	6
2.1	Transportmechanismen	6
2.1.1	Konvektion	8
2.1.2	Diffusion	10
2.1.3	Gravitation	13
2.1.4	Interzeption	15
2.1.5	Impaktion	16
2.1.6	Thermophorese	21
2.1.7	Turbulenz	26
2.1.8	Turbulente Diffusion	26
2.1.9	Wirbelträgheit	30
2.1.10	Kondensation	36
2.1.11	Scherkraft	36
2.1.12	Koagulation	40
2.1.13	Gleichzeitiges Wirken mehrerer Mechanismen	44
2.2	Optimale Durchdringung	48
3	Methodik	49
3.1	Experimentelle Vorgehensweise	49
3.1.1	Versuchsaufbau	49
3.1.2	Versuchsdurchführung	50
3.1.2.1	Aerosolgenerierung und -bereitstellung	50
3.1.2.2	Vorgehensweise bei den Messungen	51
3.1.2.3	Experimentelle Ergebnisse	52
3.2	Numerisches Modell zur Berechnung der Partikelabscheidung in turbulenten Rohrströmungen	57
3.2.1	Impulssatz	57
3.2.2	Energiebilanz	58
3.2.3	Partikeltransport	58
3.2.4	Lösungsansatz	59
4	Theoretische Untersuchung	60
4.1	Thermophoretische Abscheidung	60
4.2	Turbulente Diffusion	62
4.3	Gravitation	63
4.4	Trägheit	65
5	Diskussion der Ergebnisse	68
5.1	Konvektiv-diffusive Partikelabscheidung	68
5.2	Wirbelträgheit	71
5.3	Thermophorese	75
5.4	Trägheitsabscheidung in Rohrbögen	81
5.5	Gravitation in Rohrbögen	86
6	Anwendungsmöglichkeiten	93
6.1	Prinzip der optimalen Durchdringung	93
6.1.1	Brownsche und turbulente Diffusion	94

6.1.2	Wirbelträgheit	95
6.1.3	Gravitation	96
6.1.4	Trägheitsabscheidung in Rohrkrümmern	97
6.1.5	Thermophorese	98
6.1.6	Optimale Durchdringung unter Berücksichtigung mehrerer Mechanismen	100
6.2	Gezielte Abscheidung von Partikeln in Rohrgeometrien	101
7	Zusammenfassung und Ausblick	102
A	Anhang	104
A1	Zusammenhang zwischen Depositionsgeschwindigkeit und Abscheidegrad	104
A2	Verringerung der Partikelanzahlkonzentration aufgrund von Koagulation	106
A3	Ermittlung der thermophoretischen Abscheidung	108
	Literaturverzeichnis	110

## Formelverzeichnis

### Lateinische Symbole

Symbol	Dimension	Erläuterung
$A, A_i$	$m^2$	Fläche
$a$	$m^2/s$	Temperaturleitfähigkeit
$c_{ex,r}$	$m/s$	radiale externe Partikelgeschwindigkeitskomponente
$c_{ex,z}$	$m/s$	axiale externe Partikelgeschwindigkeitskomponente
$c_N, c_N(t)$	$m^{-3}$	Anzahlkonzentration
$c_{N0}$	$m^{-3}$	Anzahlkonzentration zum Zeitpunkt $t = 0$
$c_p$	$kJ/kgK$	spezifische Wärmekapazität
$C_S$	1	Cunningham-Slipkorrektur
$D$	$m^2/s$	Diffusionskoeffizient
$D, D_i$	1	Depositionsrate (Abscheidegrad)
$D_p$	1	Partikeldiffusionskoeffizient
$De$	1	Deanzahl
$d$	$m$	Rohrdurchmesser
$d_{opt}$	$m$	optimaler Rohrdurchmesser
$d_P$	$m$	Partikeldurchmesser
$F_A$	$N$	Auftriebskraft
$F_g$	$N$	Gravitationskraft
$F_S$	$N$	Sedimentationskraft
$F_W$	$N$	Widerstandskraft
$f$	1	Reibungsfaktor („fanning friction factor“)
$f^*$	1	Reibungsfaktor („moody friction factor“)
$g$	$m/s^2$	Gravitationskonstante
$h$	$m$	Höhe
$\bar{j}$	$1/m^2s$	Partikelfluss
$K_0$	1	Koagulationskonstante
$K_{th}$	1	thermophoretischer Koeffizient
$k$	$m$	Rohrrauigkeit
$k_B$	$J/K$	Boltzmann-Konstante
$L$	$m$	(Rohr-)Länge

$m_p$	kg	Partikelmasse
$P$	1	Penetrationsrate (Durchdringungsgrad)
$Pr$	1	Prandtlzahl
$p$	N/m <sup>2</sup>	Druck
$R$	m	Rohrbogenradius
$R$	J/kgK	Gaskonstante
$Re$	1	Reynoldszahl
$R_m$	J/molK	universelle Gaskonstante
$r_0$	m	Radius der kritischen Trajektorie
$S$	m	Partikelstoppdistanz
$S_\phi$	...	generalisierter Quellen-/Senkenterm
$s$	m	in radialer Richtung zurückgelegter Weg
$S^+$	1	dimensionslose Partikelstoppdistanz
$Sc$	1	Schmidtzahl
$Sh$	1	Sherwoodzahl
$Stk$	1	Stokeszahl
$T$	K	Temperatur
$T_e$	K	Eintrittstemperatur
$T_w$	K	Wandtemperatur
$\bar{T}$	K	mittlere Temperatur
$t$	s	Zeit
$t_{0,5}$	s	Halbwertszeit
$\bar{t}$	s	Verweilzeit
$\dot{V}$	m <sup>3</sup> /s	Volumenstrom
$v$	m/s	Strömungsgeschwindigkeit
$v'$	m/s	Partikelgeschwindigkeit
$v_+'$	1	dimensionslose Partikelgeschwindigkeit
$\bar{v}$	m/s	mittlere Strömungsgeschwindigkeit
$v^*$	m/s	Schubspannungsgeschwindigkeit
$v_d$	m/s	Depositionsgeschwindigkeit
$v_d^+$	1	dimensionslose Depositionsgeschwindigkeit
$v_{eff}$	m/s	effektive Depositionsgeschwindigkeit
$v_g$	m/s	Depositionsgeschwindigkeit aufgrund von Gravitation

$v_r$	m/s	radiale Geschwindigkeitskomponente
$v_{res}$	m/s	resultierende Depositionsgeschwindigkeit
$v_{max}$	m/s	maximale Strömungsgeschwindigkeit
$v_{th}$	m/s	thermophoretische Geschwindigkeit
$v_z$	m/s	axiale Geschwindigkeitskomponente

### Griechische Symbole

Symbol	Dimension	Erläuterung
$\alpha$	W/m <sup>2</sup> K	Wärmeübergangskoeffizient
$\alpha$	1	Steigungswinkel des durchströmten Rohres
$\alpha_i$	1	Kreissegmentwinkel
$\Delta A$	m <sup>2</sup>	Fläche des „partikelfreien Halbmondes“
$\Delta r$	m	Relativweg der Partikel bei Gravitation
$\Delta S$	m	Relativweg der Partikel bei Trägheit
$\delta_v$	m	Dicke (der viskosen Grenzschicht)
$\varepsilon$	m <sup>2</sup> /s <sup>3</sup>	Dissipationsrate
$\eta$	Pas	dynamische Viskosität
$\Theta_c$	1	kritischer Winkel
$\theta$	1	Winkel
$\Phi$	...	Generalisierte Variable (SIMPLER-Algorithmus)
$\nu$	m <sup>2</sup> /s	kinematische Viskosität
$\nu_{eff}$	m <sup>2</sup> /s	effektive kinematische Viskosität
$\nu_t$	m <sup>2</sup> /s	kinematische Viskosität aufgrund von Turbulenz
$\lambda$	m	mittlere freie Weglänge
$\lambda_g$	W/m <sup>2</sup> K	Wärmeleitfähigkeit des Gases
$\lambda_p$	W/m <sup>2</sup> K	Wärmeleitfähigkeit des Partikels
$\mu_D$	1	Diffusionsfaktor
$\rho$	kg/m <sup>3</sup>	Dichte
$\rho_P$	kg/m <sup>3</sup>	Partikeldichte
$\tau_P$	s	Partikelrelaxationszeit

$\tau_p^+$	1	Partikelrelaxationszeit (dimensionslos)
$\tau_w$	N/m <sup>2</sup>	Wandschubspannung
$\varphi$	1	Krümmungswinkel

## Kennzahlen

Deanzahl	$De = \frac{Re}{\sqrt{R_0}} = \frac{\bar{v} \cdot \sqrt{d^3}}{v \cdot \sqrt{2R}}$
Knudsenzahl	$Kn = \frac{2\lambda}{d_p}$
Partikelreynoldszahl	$Re_p = \frac{d_p \cdot \bar{v} \cdot \rho_g}{\eta}$
Reynoldszahl	$Re = \frac{d \cdot \bar{v} \cdot \rho_g}{\eta} = \frac{4 \cdot \dot{V}}{\pi \cdot v \cdot d}$
Schmidtzahl	$Sc = \frac{v}{D}$
Sherwoodzahl	$Sh = \frac{v_{dep} \cdot d}{D}$
Stokeszahl	$Stk = \frac{\rho_p \cdot d_p^2 \cdot \bar{v}}{18 \cdot \eta \cdot \frac{d}{2}}$



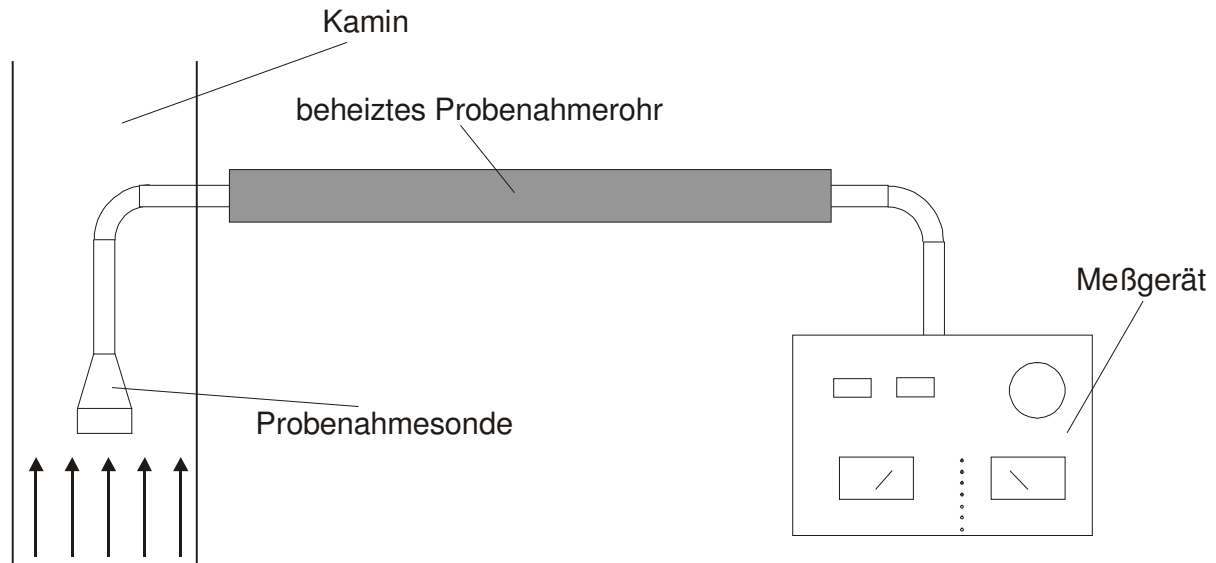
## 1 Einleitung und Problemstellung

In vielen technischen Prozessen spielen Aerosole und der Transport von Aerosolen eine große Rolle. So werden in Inhalationsapparaturen Partikel, das Medikament, über Schlauchleitungen zum Empfänger, dem Patienten, transportiert. In kerntechnischen Anlagen und in Verbrennungsanlagen werden zum Zwecke der Überwachung aus den Abgasen Partikel über Rohrleitungen zum Messgerät transportiert.

Dabei erhält der Feinstaubanteil (Partikel mit einem Durchmesser kleiner als 10  $\mu\text{m}$ , PM10) bei der Emissions- und Immissionsmessung in Zukunft eine wachsende Bedeutung. Zur Beurteilung eines Emittenten werden beispielsweise die Emissionen in den einzelnen Größenklassen an Stelle der bislang üblichen Gesamtmassenkonzentration herangezogen. Die Betrachtung der gesundheitlichen Auswirkungen der Emissionen lässt für die weitere Zukunft sogar eine Höherbewertung der Partikelanzahlkonzentration statt der bisher stets betrachteten Massenkonzentration vermuten. So ist seit Beginn des Jahres 2005 die EU-Luftreinhalterichtlinie in Kraft, die nicht nur verbindliche Immissionswerte für den Gesamtstaub, sondern auch für den Feinstaubanteil fest schreibt.

Weil die Messtechnik große Fortschritte gemacht hat und immer niedrigere Nachweisgrenzen erreicht werden, wird die Frage der Partikelverluste im Probenahmesystem immer bedeutsamer.

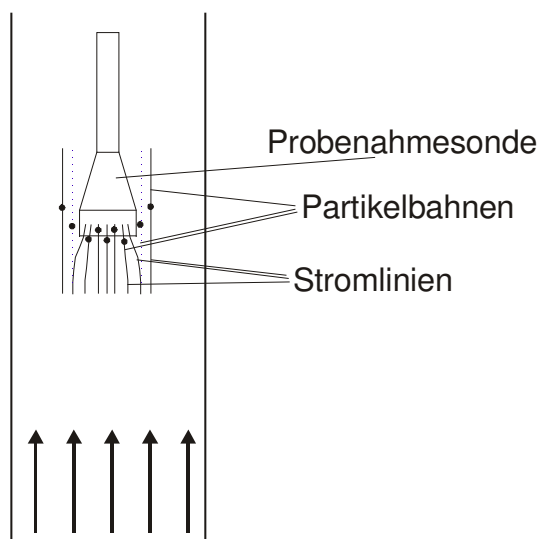
Prinzipiell bestehen Partikelprobenahmesysteme aus den Komponenten Entnahmesonde, Absaugrohr (bestehend aus geraden Rohrelementen und -bögen) und den Messinstrumenten (Abbildung 1.1). Für die Berechnung des Messfehlers aufgrund der Partikelabscheidung werden die Komponenten des Probenahmesystems zumeist einzeln betrachtet.



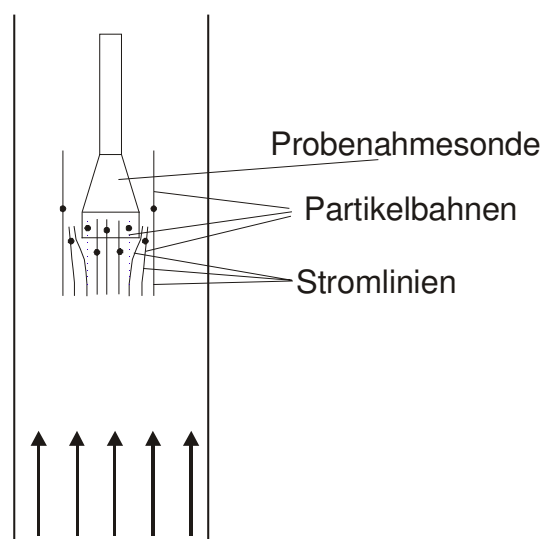
**Abb. 1.1:** Gestaltung einer Probenahmeeinrichtung (Prinzipskizze)

Die Partikelverluste im Bereich der Entnahmesonde aufgrund anisokinetischer und anisoaxialer Probenahme (Abbildung 1.2) wurden u. a. von Sehmel (1967), Bartz (1985), Vincent et al. (1986), Fan et al. (1992), Sreenath et al. (1998) und Vincent (1989) ausführlich beschrieben und wurden im Rahmen dieser Arbeit nicht betrachtet.

### Hyperkinetische Probenahme



### Hypokinetische Probenahme



**Abb. 1.2:** Hyper- und hypokinetische Probenahme

Der Partikeltransport in laminar durchströmten Rohren wurde vielfach untersucht; die bekanntesten Arbeit stammen von Gormley und Kennedy (1949) sowie von Thomas (1967). Gormley und Kennedy (1949) untersuchten experimentell den diffusiven Partikeltransport in laminar durchströmten Rohren und leiteten eine empirische Beziehung zur näherungsweisen Berechnung der Penetration (Wirkungsgrad des Partikeltransportes) bei laminaren Strömungsbedingungen ab. Die Gleichung von Thomas (1967), die sehr häufig in der Literatur Erwähnung findet, stellt nur eine rechnerische Vereinfachung dieser Beziehung dar. Die Anwendung der Analogie zwischen Wärme- und Stofftransport führte bei Schmidt und Sager (2000b) zu übereinstimmenden Ergebnissen. Aufgrund einer Vielzahl weiterer, hier im einzelnen nicht aufgeführter Arbeiten, kann die Beschreibung des Partikeltransportes in laminaren Rohrströmungen als gut untersucht vorausgesetzt werden.

In technischen Prozessen allgemein wie auch bei der hier betrachteten Probenahme liegen turbulente und nur in Ausnahmefällen laminare Bedingungen vor. Die Turbulenz verändert das Geschwindigkeits- und Temperaturfeld und wirkt sich maßgeblich auf den Stofftransport aus. So ergeben sich für Partikel kleiner als  $0,2\ \mu\text{m}$  aufgrund der turbulenten Diffusion deutlich erhöhte Partikelverluste. Die Ergebnisse der Studien von Davies (1965a, 1965b), Wells und Chamberlain (1967) und Friedlander (1977) wurden in dieser Arbeit mit einem eigenen Modell, basierend auf der erweiterten Analogie zwischen Impuls-, Wärme- und Stofftransport, und numerischen Studien bestätigt (siehe Schmidt (2001)).

Insbesondere für supermikrone Partikel, d. h. Partikel mit einem Durchmesser größer  $1\ \mu\text{m}$ , ist in turbulenten Strömungen ferner die Wirbelträgheit zu berücksichtigen. Auf Basis einer empirischen Turbulenzverteilung leiteten Friedlander und Johnstone (1957) eine Gleichung zur Berechnung dieser Partikelverluste her, deren Ergebnisse die in der gleichen Studie experimentell gewonnenen Daten systematisch übersteigen. Owen (1960) und Beal (1968, 1970) erweiterten jeweils diesen Ansatz, waren aber ebenfalls nicht in der Lage, die o. g. experimentellen Daten zufriedenstellend zu erläutern.

Die Modellierung der Partikelablagerung aufgrund von Wirbelträgheit erfolgte bislang z. B. mit Hilfe von Partikelbahnkurvenberechnung in Staupunktströmungen und ei-

nem Free-Flight durch die laminare Unterschicht (Cleaver und Yates (1975), Fan und Ahmadi (1993)). Die Ergebnisse der Berechnungen und der Experimente zeigten erneut nur geringe Übereinstimmungen. Muyschondt et al. (1996) entwickelten mittels eines kommerziellen CFD-Programms (Fluent) eine empirische Beziehung, die jedoch nur einen sehr stark eingeschränkten Gültigkeitsbereich bezüglich Partikeldurchmesser und Reynoldszahl besitzt.

Aufgrund der dargestellten Unsicherheiten bei der Berechnung des Partikeltransportes durch Wirbelträgheit wird in der Literatur für die ausgebildete Rohrströmung vielfach die dimensionslose Gleichung von Liu und Agarwal (1974) verwendet. Diese ist als rein empirische Beziehung nur für sehr spezifische experimentelle Bedingungen geeignet und gilt nur für einen eng gefassten Partikelgrößenbereich. Speziell für kleine Rohrdurchmesser und submikrone Partikel konnte von Roday et al. (1998) aufgezeigt werden, dass die tatsächlichen Partikelverluste um einige Größenordnungen über den vorhergesagten liegen. Die Gleichung von Liu und Agarwal (1974) wurde deshalb von Papavergos und Hedley (1984) für den Bereich sehr großer und sehr kleiner Partikel modifiziert, die erwähnten Einschränkungen blieben aber bestehen.

Zur Berechnung der lokalen thermophoretischen Geschwindigkeit wird in der Literatur häufig auf den Ansatz von Friedlander (1977) zurückgegriffen. Danach hängt die thermophoretische Geschwindigkeit neben kinematischer Viskosität und Bezugstemperatur nur vom Temperaturgradienten und dem thermophoretischen Koeffizienten ab. Dieser kann z. B. nach Talbot et al. (1980) bzw. Batchelor und Shen (1985) berechnet werden.

Eine detaillierte Übersicht verschiedener Arbeiten zur Partikelabscheidung in Rohren mit Temperaturgradienten liefern Roday et al. (1998). Die Autoren stellen fest, dass trotz verschiedener Modellansätze annähernd gleiche theoretische Ergebnisse berechnet werden. Gleichzeitig werden jedoch, insbesondere bei höheren Reynoldszahlen, die erzielten experimentellen Ergebnisse von den Berechnungen systematisch unterschritten. Schmidt und Sager (2000b) verbesserten den Ansatz von Roday et al. (1998), indem sie für die Bezugsgrößen der Transportwerte keine

Mittelwerte, sondern die des wandnahen Bereiches wählen. Es liegt aber weiterhin eine große Diskrepanz zwischen theoretischen und experimentellen Werten vor.

Für eine Betrachtung der Gesamtabcheidung im Rohr aufgrund mehrerer, gleichzeitig wirkender Mechanismen entwickelten Lee und Gieseke (1993) aus den Berechnungen von Friedlander und Johnstone (1957) und Wells und Chamberlain (1967) einen Ansatz zur Ermittlung der Abscheidung aufgrund von Turbulenz (turbulente Diffusion und Wirbelträgheit) unter Hinzufügung eines empirischen Faktors, mit dem sie zwar ihre eigenen Ergebnisse korrelieren konnten, nicht aber Literaturdaten. Auch andere Ansätze zur Ermittlung der Gesamtabcheidung, wie die rein mathematischen Überlegungen von Brockmann (1993), Chen und Yu (1993) und Yu et al. (1977) liefern keine Ansätze zur Erklärung der Transportvorgänge. Insbesondere die Frage, ob sich verschiedene Transportmechanismen im Effekt verstärken oder behindern, wie z. B. die Gravitation in einer horizontalen Rohrleitung in Verknüpfung mit einem weiteren Mechanismus, wird dort nicht behandelt.

Obwohl zahlreiche Arbeiten zu Partikeltransportvorgängen in Rohrleitungen vorliegen, steht eine umfassende Beschreibung von Partikelverlusten in Rohrleitungen noch aus. Bisher unzureichend betrachtete Aspekte wie Wirbelträgheit und Thermophorese werden in dieser Arbeit bearbeitet und mit den bestehenden Ansätzen zusammengeführt, so dass mittels dieser Arbeit Partikelverluste in Rohrleitungen unter dem Aspekt des gleichzeitigen Wirkens mehrerer Mechanismen beschrieben werden können.

Somit können insbesondere Partikelverluste bei der Staubprobenahme ermittelt werden.

## 2 Aerosoldynamische Beschreibung

Unter einem Aerosol wird ein disperses System von sub- oder supermikronen Partikeln in einer Gasphase verstanden. Die Partikeldurchmesser dieser Schwebeteilchen liegen im Bereich von 1 nm bis 10  $\mu\text{m}$ . Bei Partikeldurchmessern unterhalb 1  $\mu\text{m}$  spricht man von submikronen Partikeln, oberhalb von 1  $\mu\text{m}$  von supermikronen Partikeln. Die Partikel können fest, flüssig oder eine Mischung aus Flüssigkeit und Feststoff sein.

Unter Partikelverlust wird im Rahmen dieser Arbeit die Abscheidung von Partikeln in Rohrleitungen bzw. Probenahmesystemen verstanden. Dieser Partikelverlust wird in der Literatur auch als Depositionsrate oder Abscheidegrad bezeichnet. Es wird im allgemeinen vereinfachend angenommen, dass Partikel orthogonal zur Strömungsrichtung einer gleichmäßigen Sekundärbewegung unterliegen, sofern nicht explizit andere Modellvorstellungen herangezogen werden. Die Bewegung orthogonal zur Strömungsrichtung wird Depositionsgeschwindigkeit genannt. Der Zusammenhang zwischen Depositionsrate  $D$  und Depositionsgeschwindigkeit  $v_d$  ergibt sich aus der Stoffbilanz für ein mit der Geschwindigkeit  $v$  durchströmtes Rohr der Länge  $L$  und des Durchmessers  $d$  zu:

$$D = 1 - \ln\left(-\frac{v_d \cdot L}{v \cdot d}\right). \quad (2.1)$$

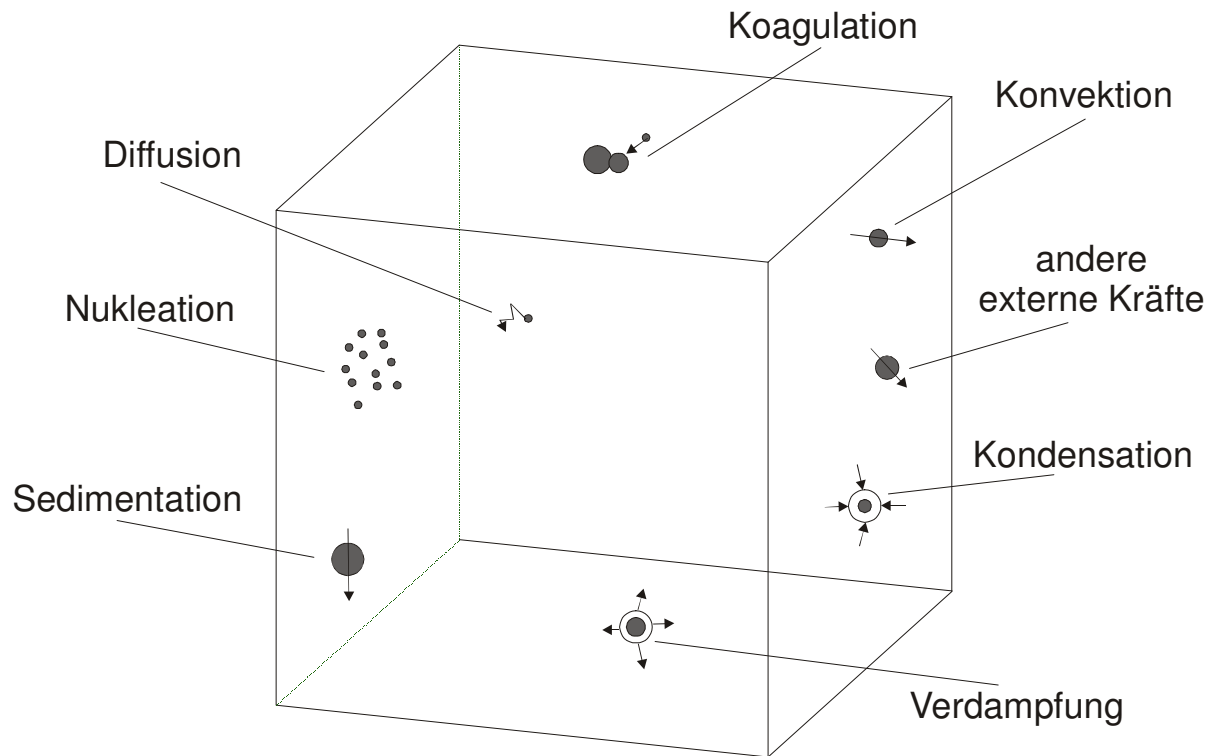
Im Zusammenhang mit der Depositionsrate wird häufig auch der Begriff der Penetrationsrate  $P$  bzw. der Durchdringungsgrad genannt. Der Zusammenhang zwischen Penetrations- und Depositionsrate sei hier der Vollständigkeit noch einmal dargestellt:

$$D = 1 - P. \quad (2.2)$$

### 2.1 Transportmechanismen

Als aerosoldynamischer Prozess wird die Veränderung der physikalischen oder chemischen Eigenschaften eines Aerosols bezeichnet. Friedlander (1977) unterscheidet interne und externe Prozesse. Zu den internen Prozessen gehören z. B.

Nukleation, Kondensation oder Koagulation. Diese sind nicht Gegenstand dieser Arbeit, da sie für die geschilderte Problematik von untergeordneter Bedeutung sind. Im folgenden werden externe Prozesse untersucht, die den Transport der Partikel über Systemgrenzen hinweg verursachen. Zu nennen sind an dieser Stelle beispielhaft Thermophorese, Konvektion und Diffusion. Eine Übersicht über die auf ein Partikel wirkenden Mechanismen gibt Abbildung 2.1.



**Abb. 2.1:** Die auf ein Partikel wirkenden Mechanismen

Von besonderem Interesse für diese Arbeit sind die Mechanismen Thermophorese, turbulente Diffusion und Wirbelträgheit. Sie werden am Ende dieses Kapitels detailliert erläutert.

### 2.1.1 Konvektion

Im strömungstechnischen Sinn wird unter Konvektion der Stofftransport aufgrund von Strömungen verstanden. Dabei wird zwischen freier (oder natürlicher) und erzwungener Konvektion unterschieden. Freie Konvektion entsteht durch Dichtedifferenzen in einem Fluid, die aufgrund von Temperaturunterschieden hervorgerufen werden. Sie spielt bei den hier durchgeführten Überlegungen keine Rolle. Bei der erzwungenen Konvektion wird die Strömung dem Medium meist durch mechanische Mittel aufgeprägt (z. B. Pumpen, Kompressoren). Für Ähnlichkeitsüberlegungen und zur Charakterisierung dieser Strömung wird die Reynoldszahl  $Re$ , das Verhältnis von Trägheits- zu Zähigkeitskräften, herangezogen. Analog dazu wird für die Bewertung der hier betrachteten Stoffaustauschprozesse die Schmidtzahl, die Beziehung zwischen Geschwindigkeits- und Konzentrationsfeld, verwendet.

Bei voll ausgebildeten Strömungen werden sowohl im allgemeinen als auch bei Rohrströmungen zwei Strömungszustände unterschieden. Zum einen die laminare Strömung, auch parallele Schichtenströmung genannt. Dabei liegen die Geschwindigkeitsvektoren, die die Strömung charakterisieren, parallel zur Strömungsrichtung; hierzu orthogonale Geschwindigkeitsvektoren treten nicht auf. Aufgrund der geringen Reibungsverluste wird bei vielen technischen Prozessen eine laminare Strömung angestrebt, bei hohen Volumenströmen und unvermeidbaren Störungen kann sich aber ein laminares Strömungsprofil nur selten ausbilden. In diesem Fall entsteht eine turbulente Strömung.

Eine voll ausgebildete turbulente Rohrströmung verfügt über einen turbulenten Kern und eine viskose Grenzschicht. Die Dicke dieser Grenzschicht lässt sich nach Schmidt (2001) berechnen zu:

$$\delta_v = \frac{25,14}{Re^{\frac{7}{8}}} \cdot d. \quad (2.3)$$

Aus Gleichung 2.3 folgt, dass mit zunehmender Reynoldszahl die Dicke der viskosen Grenzschicht abnimmt.



Bei einer turbulenten Strömung kommt es insbesondere aufgrund der Turbulenzbewegung zu erhöhten Reibungsverlusten, die sich häufig in der Verminderung des statischen Druckes äußern. Zur Berechnung des Druckverlustbeiwerts  $f$ , der diese Reibungsverluste beschreibt, existieren verschiedene Ansätze und Näherungsformeln. Der Druckverlustbeiwert  $f$  und die mittlere Geschwindigkeit  $\bar{v}$  werden bei der Berechnung der Partikelabscheidung in Rohrleitungen dazu benutzt, die Schubspannungsgeschwindigkeit  $v^*$ , der Quadratwurzel aus dem Quotienten aus Wandschubspannung  $\tau_w$  und Fluidichte  $\rho$ , zu ermitteln. Deren Bedeutung wird im Abschnitt Turbulenz noch näher erläutert:

$$v^* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} = \bar{v} \cdot \sqrt{\frac{f}{8}}. \quad (2.4)$$

Für den laminaren Strömungszustand gilt allgemein:

$$f = \frac{64}{\text{Re}}. \quad (2.5)$$

Nach Schlichting (1964) kann der Reibungsfaktor für eine turbulente Strömung berechnet werden zu<sup>1</sup>:

$$f = \frac{0,316}{\sqrt[4]{\text{Re}}}. \quad (2.6)$$

Bei ingenieurtechnischen Anwendungen wird häufig auf den Ansatz von Filonenko (1954) zurückgegriffen:

$$f = \frac{1}{(1,82 \cdot \lg(\text{Re}) - 1,64)^2}. \quad (2.7)$$

Diesem Ansatz sehr ähnlich ist der Ansatz von Wood (1981):

$$f = \frac{1}{\left(1,8 \cdot \lg\left(\frac{6,9}{\text{Re}}\right)\right)^2}. \quad (2.8)$$

Von Hermann (s. Kast (1994)) stammt folgender Ansatz:

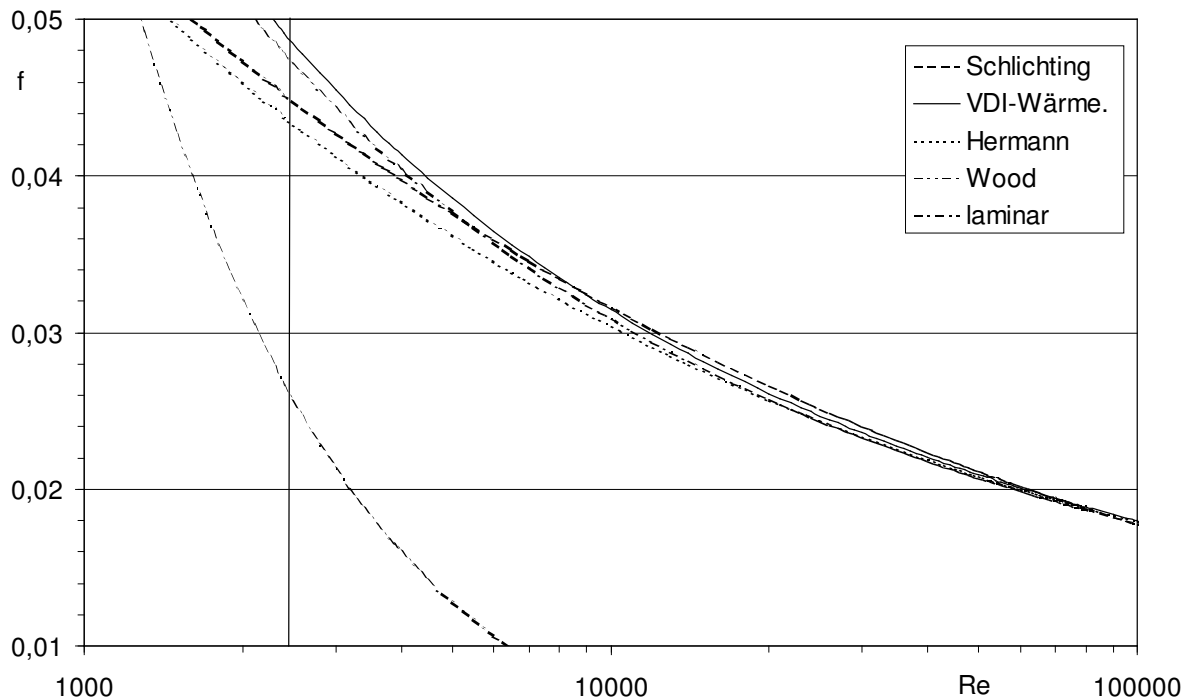
$$f = 0,0054 + \frac{0,364}{\text{Re}^{0,3}}. \quad (2.9)$$

Ein Vergleich der verschiedenen Ansätze ergibt für Reynoldszahlen größer als 20.000 vernachlässigbare Unterschiede (Abbildung 2.2). Für kleinere Reynolds-

---

<sup>1</sup> Speziell in der angelsächsischen Literatur wird dieser Faktor als "moody friction factor" bezeichnet, der das Vierfache des ebenfalls sehr häufig verwendeten "fanning friction factor" beträgt.

zahlen driften die Werte auseinander. Da diese Ansätze alle empirischer Natur sind, ist davon auszugehen, dass gerade bei den niedrigen Strömungsgeschwindigkeiten Rohrrauigkeiten und sonstige Randbedingungen, die dem jeweiligen Ansatz zugrunde liegen, eine größere Rolle spielen. Für eine ausführlichere Darstellung des Einflusses der Wandrauhigkeit auf den Reibungskoeffizienten sei auf die einschlägige Literatur verwiesen (z. B. VDI-Wärmeatlas).



**Abb. 2.2:** Reibungskoeffizient als Funktion der Reynoldszahl

### 2.1.2 Diffusion

Im Gleichgewichtszustand führen die Partikel eines Aerosols eine ungerichtete Bewegung aus, die in Anlehnung an die Brownsche Molekularbewegung von Gasen Brownsche Partikelbewegung genannt wird. Ursache für diese Bewegung ist der Impulsaustausch mit anderen Partikeln oder mit Gasmolekülen. Die Partikeldiffusion ist ebenso wie die Diffusion von Gasen ein statistischer Prozess und ungerichtet. Bei Vorliegen eines Konzentrationsgradienten findet ein Nettotransportprozess in Richtung der niedrigeren Konzentration statt. Für diesen Transportprozess wird die Stoffstromdichte  $\vec{j}_p$  in Anlehnung an das erste Ficksche Gesetz angeben:

$$\vec{j}_p = -D_p \cdot \nabla n_p. \quad (2.10)$$

Der Partikeldiffusionskoeffizient  $D_p$  lässt sich durch die Boltzmann-Konstante  $k_B$ , die Temperatur  $T$  und den Reibungskoeffizienten  $f$  beschreiben.

$$D_p = \frac{k_B \cdot T}{f}. \quad (2.11)$$

Der Reibungskoeffizient kann gemäß Stokes (z. B. Fuchs (1964)) aus der dynamischen Viskosität  $\eta$  des Fluids und dem Partikeldurchmesser  $d_p$  ermittelt werden:

$$f = 3\pi\eta d_p. \quad (2.12)$$

Für Partikel, deren Größe sich in der Größenordnung der mittleren freien Weglänge der Gasphase bewegt, muss die Cunningham-Slipkorrektur (Cunningham zitiert in Hinds (1982)) berücksichtigt werden. Stokes ging bei seinen Berechnungen davon aus, dass die relative Geschwindigkeit des Gases an der Partikeloberfläche gleich null ist. Dies ist für Partikel, deren Größe sich der mittleren freien Weglänge des sie umgebenden Gases annähert, nicht der Fall. Diese Partikel bewegen sich schneller als von Stokes vorhergesagt, da für sie ein Schlupf an der Oberfläche angenommen wird. Der Reibungskoeffizient berechnet sich danach wie folgt:

$$f = \frac{3\pi\eta d_p}{C_s}. \quad (2.13)$$

Dabei ist  $C_s$  die Cunningham-Slipkorrektur, die niemals den Wert 1 unterschreitet:

$$C_s = 1 + \frac{\lambda}{d_p} \cdot \left[ 2,514 + 0,8 \cdot \exp\left(-\frac{0,55 \cdot d_p}{\lambda}\right) \right] \quad (2.14)$$

und  $\lambda$  ist die mittlere freie Weglänge (für Luft bzw. das Trägergas mit der Gaskonstante  $R$ ):

$$\lambda = \frac{\eta}{0,499 \cdot p} \cdot \sqrt{\frac{\pi}{8} RT}. \quad (2.15)$$

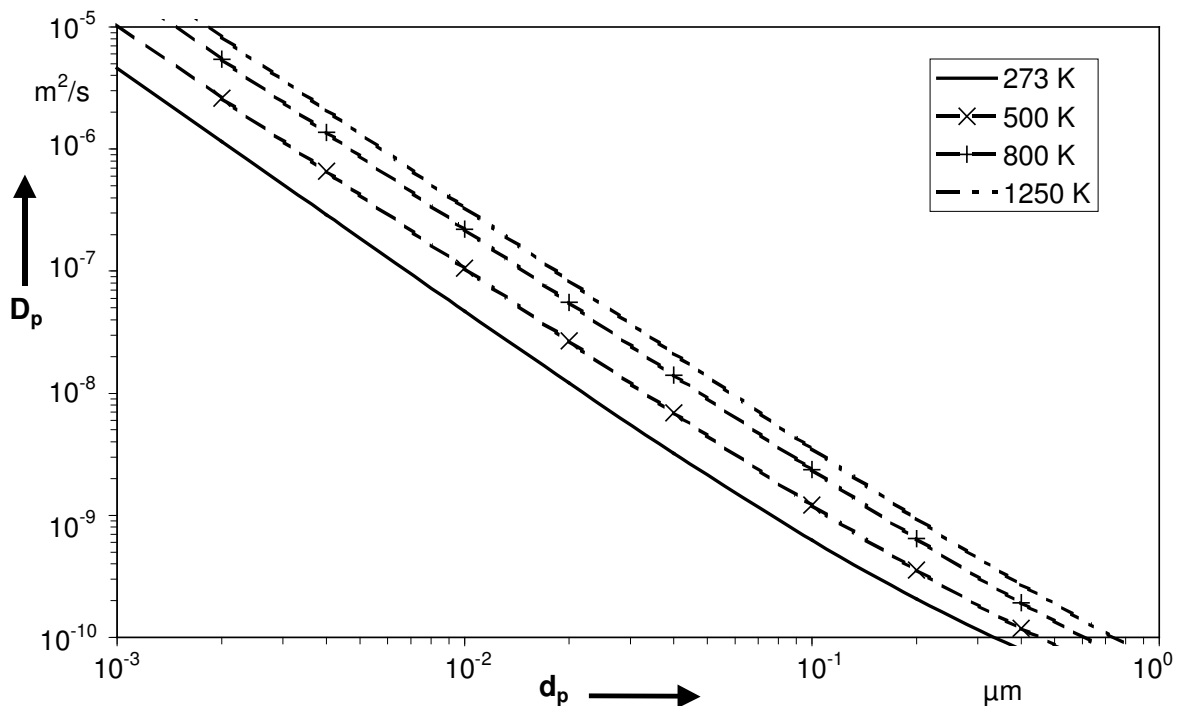
Die mittlere freie Weglänge für Gase ist die durchschnittliche Distanz, die ein Gasmolekül zwischen zwei Zusammenstößen mit anderen Gasmolekülen zurücklegt. Sie

nimmt mit zunehmenden Druck des Gases ab. Bei der hier betrachteten Aufgabenstellung kann sie jedoch als konstant vorausgesetzt werden.

Dementsprechend ergibt sich mit den Gleichungen 2.13 – 2.15 der Partikeldiffusionskoeffizient nach Gleichung 2.11 zu:

$$D_p = \frac{k_B \cdot T}{3\pi\eta d_p} \cdot C_S. \quad (2.16)$$

Die Abhängigkeit des Partikeldiffusionskoeffizienten von Partikeldurchmesser und Temperatur ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Mit kleiner werdendem Partikeldurchmesser und zunehmender Temperatur wächst der Partikeldiffusionskoeffizient.



**Abb. 2.3:** Diffusionskoeffizient als Funktion des Partikeldurchmessers und der Temperatur

Zur Berechnung der Partikelabscheidung aufgrund von Diffusion wird der Abscheidegrad  $D$  von Gormley und Kennedy (1949) in einer empirischen Formel wie folgt angegeben:

$$\begin{aligned} D &= 1 - (0,819 \cdot e^{-3,657 \cdot \mu_D} + 0,097 \cdot e^{-22,3 \cdot \mu_D} + 0,032 \cdot e^{-57 \cdot \mu_D} + \dots) & \mu_D \leq 0,02, \\ D &= 2,56 \cdot \mu_D^{\frac{2}{3}} - 1,2 \cdot \mu_D - 0,177 \cdot \mu_D^{\frac{4}{3}} & \mu_D > 0,02. \end{aligned} \quad (2.17)$$

mit dem Faktor  $\mu_D$ , der das Verhältnis von Konvektion zu Diffusion beschreibt ( $\dot{V}$  ist dabei der Volumenstrom):

$$\mu_D = \frac{\pi \cdot D_p \cdot L}{\dot{V}}. \quad (2.18)$$

Die in der einschlägigen Literatur häufig zu findende Beziehung von Thomas (1967) ist nur eine Zusammenfassung der Gleichungen von Gormley und Kennedy (1949):

$$D = 1 - (0,819 \cdot e^{-3,657 \cdot \mu_D} + 0,097 \cdot e^{-22,3 \cdot \mu_D} + 0,032 \cdot e^{-57 \cdot \mu_D} + 0,027 \cdot e^{-123 \cdot \mu_D} + 0,025 \cdot e^{-750 \cdot \mu_D}) \quad (2.19)$$

Diese Beziehungen gelten für die laminare Strömung sowohl in horizontalen als auch in vertikalen Rohren, da in den Größenordnungen, in denen die Diffusion bei der Partikelabscheidung zu berücksichtigen ist, die Gravitation keine bzw. nur eine untergeordnete Rolle spielt.

### 2.1.3 Gravitation

Als massebehaftete Teilchen unterliegen Partikel dem Einfluss der Gravitation. Dieser Einfluss kann jedoch für "kleine" Partikel vernachlässigt werden. Da die Masse eines Partikels mit der dritten Potenz seines Durchmessers wächst, ist ab einer bestimmten Partikelgröße, in der Praxis erst ab einer Größe von ca. 1 bis 2  $\mu\text{m}$ , der Schwerkrafteinfluss auf die Partikelbewegung zu berücksichtigen. Dabei gilt es zu unterscheiden, ob die Wirkung der Schwerkraft parallel zur Strömungsrichtung oder senkrecht zu dieser ist.

Auf ein sich gleichförmig in einem Fluid bewegendes Partikel wirken Sedimentationskraft  $F_S$ , Auftriebskraft  $F_A$  und Widerstandskraft  $F_W$ :

$$F_S - F_A - F_W = 0. \quad (2.20)$$

Da die Auftriebskraft von Feststoffen oder Flüssigkeiten in Gasen in der Regel zu vernachlässigen ist ( $\rho_{\text{Partikel}} \gg \rho_{\text{Fluid}}$ ), vereinfacht sich die Beziehung zu:

$$F_S - F_W = 0. \quad (2.21)$$

Da Partikel, für die die Wirkung der Schwerkraft von Bedeutung ist, eine gewisse Mindestgröße aufweisen müssen, kann für die Widerstandskraft der Ansatz von Stokes gewählt werden. Für die daraus resultierende Depositionsgeschwindigkeit  $v_d$  bedeutet das:

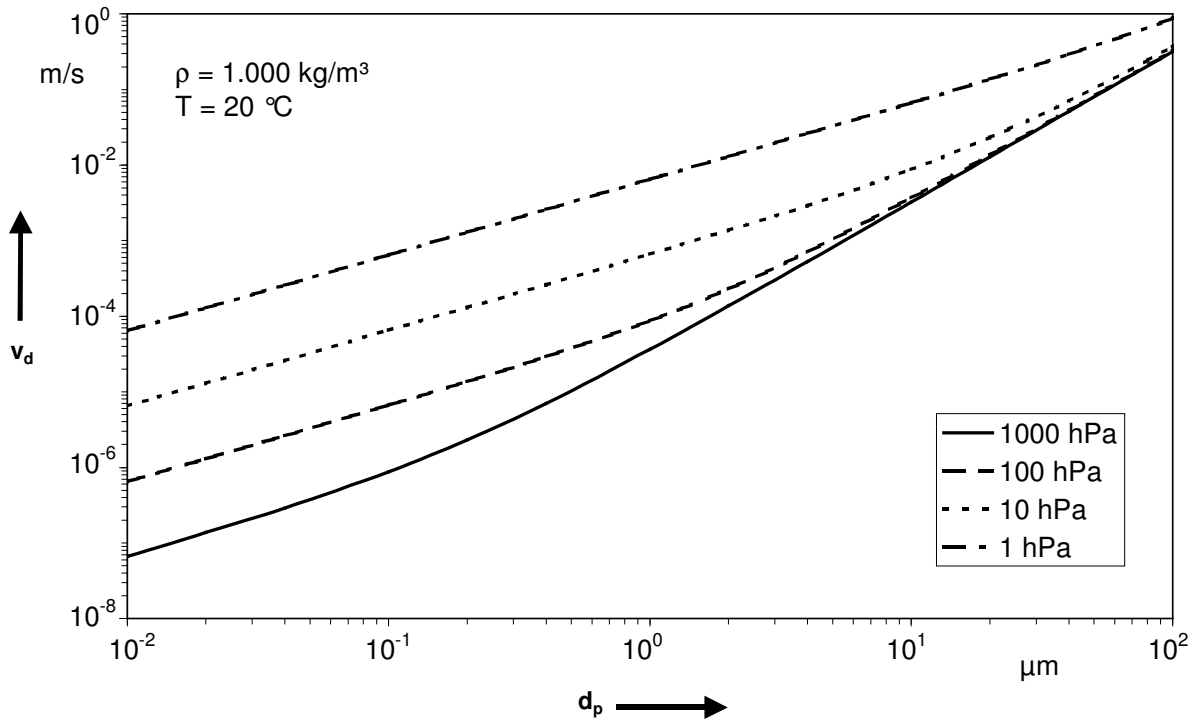
$$v_d = \frac{\rho_P \cdot g \cdot d_P^2}{18 \cdot \eta}. \quad (2.22)$$

Dabei sind  $\rho_P$  die Partikeldichte,  $g$  die Erdbeschleunigung,  $d_P$  der Partikeldurchmesser und  $\eta$  die dynamische Viskosität des Trägergases.

Bei Berücksichtigung der Cunningham-Slipkorrektur  $C_S$  ergibt sich folgende Beziehung für die Depositionsgeschwindigkeit eines Partikels:

$$v_d = \frac{C_S \cdot \rho_P \cdot g \cdot d_P^2}{18 \cdot \eta}. \quad (2.23)$$

In Abbildung 2.4 ist dargestellt, wie sich Druck und Partikeldurchmesser auf die Sedimentationsgeschwindigkeit von Partikeln auswirken. Durch die zweite Potenz des Partikeldurchmessers ist dessen Einfluss von großer Bedeutung. Auch die Druckabhängigkeit der Cunningham-Slipkorrektur ist nicht zu vernachlässigen.



**Abb. 2.4:** Sedimentationsgeschwindigkeit als Funktion des Partikeldurchmessers bei verschiedenen Drücken

### 2.1.4 Interzeption

Unter Interzeption wird die Abscheidung von Partikeln aufgrund ihrer räumlichen Ausdehnung verstanden, da es sich bei Partikeln nicht um dimensionslose Massepunkte handelt. Bewegt sich ein kugelförmiges Partikel mit dem Durchmesser  $d_p$  an einem Hindernis oder an einer Wandung vorbei, so wird es abgeschieden, wenn der Abstand vom Hindernis zum Partikelmittelpunkt den Wert  $d_p/2$  unterschreitet. Diese Art der Abscheidung wird vorzugsweise bei der Filtration mit Tiefenfiltern verwendet. Bei der Abscheidung von kugelförmigen Partikeln in Rohrleitungen spielt die Interzeption jedoch nur eine untergeordnete Rolle. So würden aufgrund der alleinigen Wirkung des Mechanismus Interzeption in einem Rohr mit einem Durchmesser von 10 mm Partikel mit einem Durchmesser von 1  $\mu\text{m}$  zu 0,02 % abgeschieden.

Weicht die Geometrie der Partikel allerdings stark vom "Idealfall" Kugel ab, wie es zum Beispiel bei faserförmigen Partikeln der Fall ist, so muss untersucht werden, inwieweit der Abscheidemechanismus Interzeption zu vernachlässigen ist.

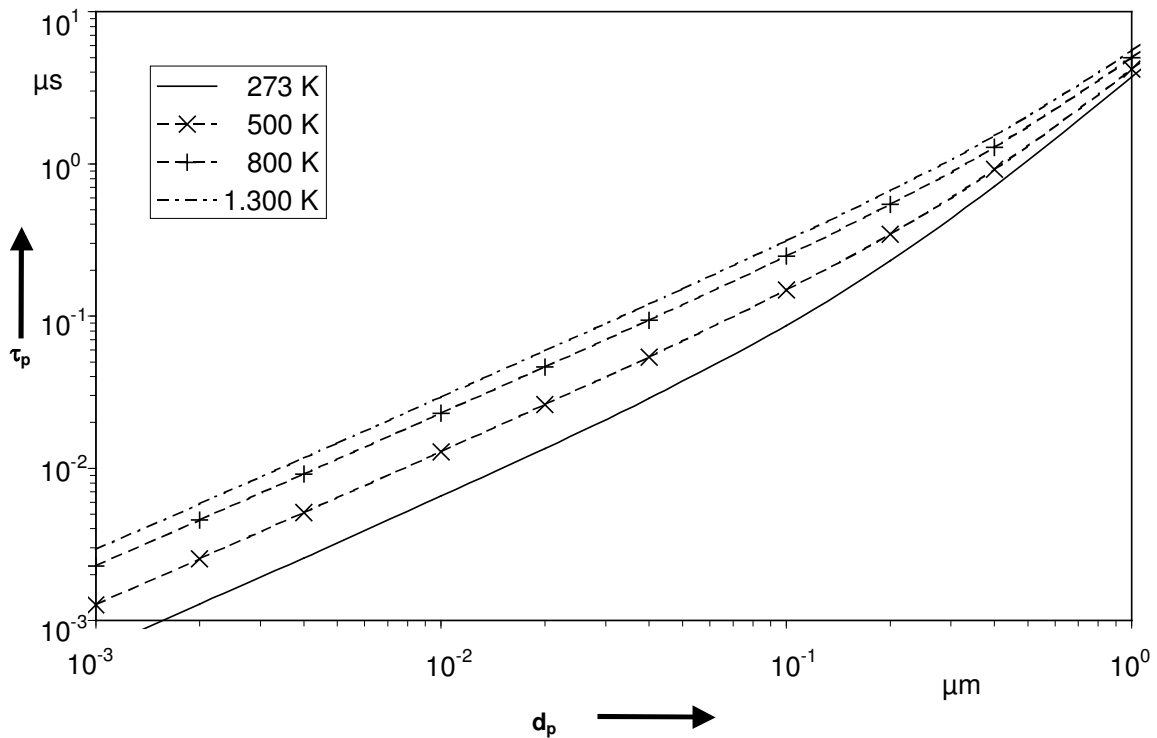
### 2.1.5 Impaktion (Trägheitsabscheidung)

Aufgrund ihrer Masse sind Partikel nicht in der Lage, von außen aufgeprägten Geschwindigkeitsänderungen der sie tragenden Strömung unmittelbar zu folgen. Die Fähigkeit, sich auf den neuen Bewegungszustand einzustellen, ist dabei abhängig von der Partikelmasse. Ein Maß für die Partikelträgheit ist die Partikelrelaxationszeit  $\tau_P$ ; das ist die Zeit, die ein Partikel benötigt, um bei einem Geschwindigkeitswechsel 63 % der neuen Geschwindigkeit zu erreichen:

$$\tau_P = \frac{\rho_P \cdot d_P^2 \cdot C_S}{18 \cdot \eta} . \quad (2.24)$$

Aufgrund der sehr geringen Masse  $m_P$  der Partikel in dem betrachteten Größenbereich sind diese Partikelrelaxationszeiten sehr klein, z. B. ca. 3,7  $\mu\text{s}$  für ein Partikel mit einem Durchmesser von 1  $\mu\text{m}$  bei einer Partikeldichte von 1  $\text{g/cm}^3$ . Eine Darstellung der Partikelrelaxationszeit als Funktion des Partikeldurchmessers ist in Abbildung 2.5 gegeben.





**Abb. 2.5:** Partikelrelaxationszeit als Funktion des Partikeldurchmessers bei verschiedenen Temperaturen

Partikelträgheit ist vor allem bei größeren Partikeln wirksam. Dieser Effekt wird vorzugsweise bei der Grobentstaubung genutzt, indem das staubhaltige Abgas Umlenkungen ausgesetzt wird, denen die trägen Partikel nicht folgen können. Ein Maß für die Strecke, die ein Partikel während der Partikelrelaxationszeit zurücklegt, ist die Partikelstoppdistanz  $S$ . Sie wird in der einschlägigen Literatur als das Produkt aus Partikelrelaxationszeit und Strömungsgeschwindigkeit (z. B. Beal (1968), Friedlander (1977), Ilori (1971) angegeben:

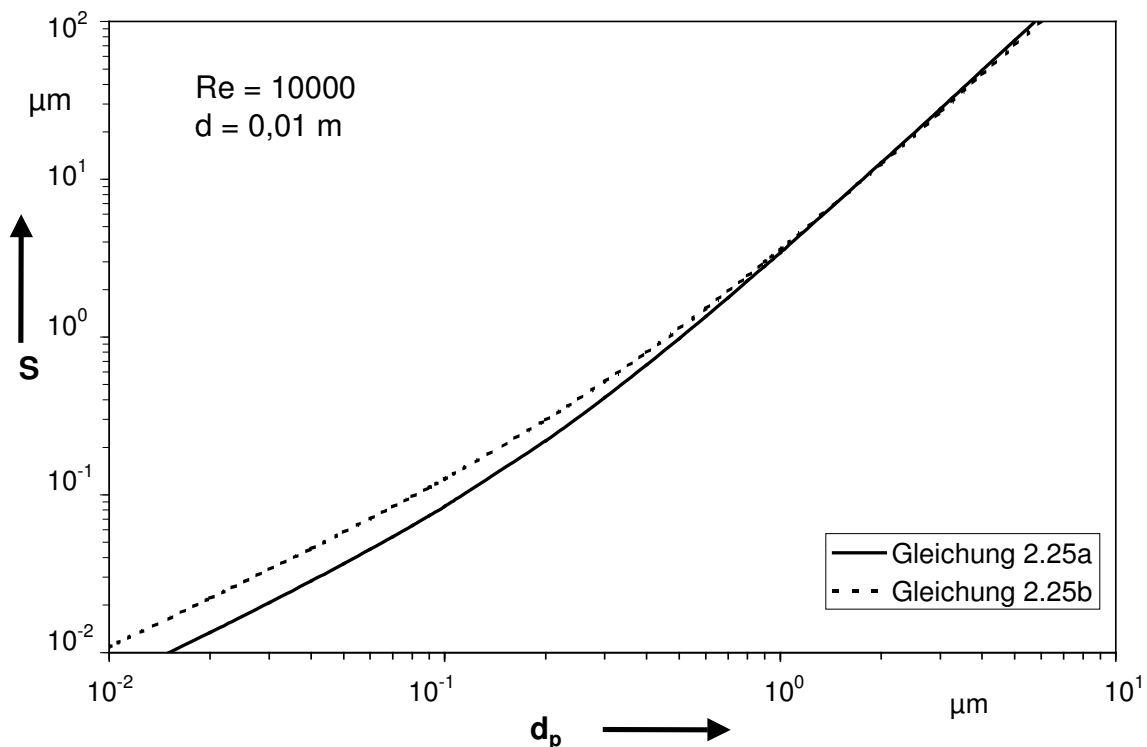
$$S = \frac{\rho_p \cdot d_p^2 \cdot C_s}{18 \cdot \eta} \cdot v. \quad (2.25a)$$

In der Literatur wird häufig zur Bestimmung der Partikelstoppdistanz statt der Strömungsgeschwindigkeit  $v$  die Schubspannungsgeschwindigkeit  $v^*$  verwendet. Strömungsgeschwindigkeit und Schubspannungsgeschwindigkeit unterscheiden sich um den Faktor

$$\sqrt{\frac{f}{2}} = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}. \quad (2.26)$$

Ein weiterer Ansatz (McFarland et al. (1991)) zur Bestimmung der Partikelstoppdistanz berücksichtigt neben Partikelrelaxationszeit und Schubspannungsgeschwindigkeit noch den Abstand zwischen Partikelmittelpunkt und –oberfläche; damit berechnete Werte liegen zwar im Bereich kleiner Partikeldurchmesser um den Faktor 1,5 bis 2 höher als der “klassische” Ansatz, für Partikelgrößen, bei denen die Impaktion zu berücksichtigen ist ( $d_p > 0,5 \mu\text{m}$ ), führt dieser Ansatz zu ähnlichen Ergebnissen wie der Ansatz mit Berücksichtigung der Strömungsgeschwindigkeit (siehe Abbildung 2.6):

$$S = 0,9 \cdot \tau \cdot v^* + \frac{d_p}{2}. \quad (2.25b)$$



**Abb. 2.6:** Die Partikelstoppdistanz als Funktion des Partikeldurchmessers – Vergleich zweier Definitionen

Für “große” Partikel (d. h. Partikel größer als  $1 \mu\text{m}$ ) kann der Unterschied zwischen den beiden Definitionen (2.25a bzw. 2.25b) vernachlässigt werden.

### Abscheidung in Rohrbögen durch Impaktion

Aufgrund der Richtungsänderung, die ein Fluid in einem Rohrbogen erfährt, spielt der Mechanismus der Trägheitsabscheidung (oder Abscheidung durch Impaktion) in Rohrbögen eine wichtige Rolle und wird deshalb in den nachfolgenden Kapiteln ausführlicher behandelt. Aufgrund ihrer Trägheit verlassen Partikel die Stromlinien und können an der Rohrwandung abgeschieden werden. Nähern sich Partikel mit dem Durchmesser  $d_p$  bis auf einen Abstand von  $d_p/2$  der Rohrwand, so werden sie abgeschieden.

Überlegungen über das Absetzverhalten von Partikeln in Rohrkrümmern wurden bereits 1935 von Findeisen angestellt. Er formulierte den von suspendierten Partikeln relativ zum Trägergas zurückgelegten Weg in radialer Richtung  $\Delta S$  wie folgt:

$$\Delta S = \frac{\rho_p \cdot d_p^2 \cdot C_S}{18 \cdot \eta} \cdot v^* \quad (2.27)$$

Gleichung 2.27 ist nur sinnvoll für überstrichene Winkel  $\varphi$  kleiner oder gleich  $90^\circ$  (für Winkel größer als  $90^\circ$  müsste dieser Bogen gedanklich in kleinere Einheiten, deren Penetrationsgrade im Anschluss multipliziert werden, zerlegt werden). Die zugehörige Depositionsrate lautet dann:

$$D = 1 - \frac{\alpha}{180} + \frac{\sin \alpha}{2 \cdot \pi} \quad (2.28)$$

mit

$$\cos \frac{\alpha}{2} = \frac{\rho_p \cdot d_p^2 \cdot \bar{v} \cdot \sin \varphi}{18 \cdot \eta \cdot d}$$

$\alpha$  stellt in dieser Beziehung eine Hilfsgröße dar.

Ähnlich gestaltet sich die Berechnung der Abscheidegrade nach Crane und Evans (1977), die ein zweidimensionales Modell entwickelt haben:

$$D = \frac{Stk \cdot \varphi}{2} \quad (2.29)$$

mit der Stokeszahl

$$\text{Stk} = \frac{\rho_p \cdot d_p^2 \cdot \bar{v}}{18 \cdot \eta \cdot \frac{d}{2}}. \quad (2.30)$$

Balásházy et al. (1990) entwickelten analog zu Crane und Evans (1977) ebenfalls ein zweidimensionales Modell zur Abscheidung von Partikeln in Rohrbögen, allerdings unter Berücksichtigung dreier Geschwindigkeitsprofile: ein kolbenförmiges Profil (Fall A), ein Profil mit direkter Proportionalität der Geschwindigkeit zum Rohrbogenmittelpunkt (Fall B) und ein Parabelprofil (Fall C). Der Abscheidegrad im Fall A unterscheidet sich nicht von dem zweidimensionalen Modell von Crane und Evans (Gleichung 2.29). In den Fällen B (Gleichung 2.31) und C (Gleichung 2.32) ist der Abscheidegrad definiert durch:

$$D = \frac{1}{4} \cdot \left( 2 + \frac{2 \cdot R}{d} + \frac{d}{2 \cdot R} \right) \cdot \left( 1 - e^{-\frac{\text{Stk} \cdot \varphi \cdot d}{R}} \right), \quad (2.31)$$

$$D = \frac{1}{2} - \frac{1}{2 \cdot d} \cdot \left[ 3 \cdot r_0 - 3 \cdot R - \frac{4}{d^2} \cdot (r_0 - R)^3 \right]. \quad (2.32)$$

Während im Fall B die Kenntnis der Strömungsbedingungen und der Rohrbogengeometrie ausreicht, wird für eine analytische Berechnung der Penetration im Fall C die Kenntnis der kritischen Trajektorie für das jeweilige Partikel benötigt.

Pui et al. (1987) beschreiben ähnlich wie bei Crane und Evans die Durchdringung eines Rohrbogens als Funktion der Stokeszahl (Gültigkeitsbereich:  $\text{Stk} = 0,08 - 1,46$ ):

$$P = 10^{-0,963 \cdot \text{Stk}}. \quad (2.33)$$

Für 45°-Rohrbögen wird von Anand et al. (1992) folgender Ansatz vorgeschlagen:

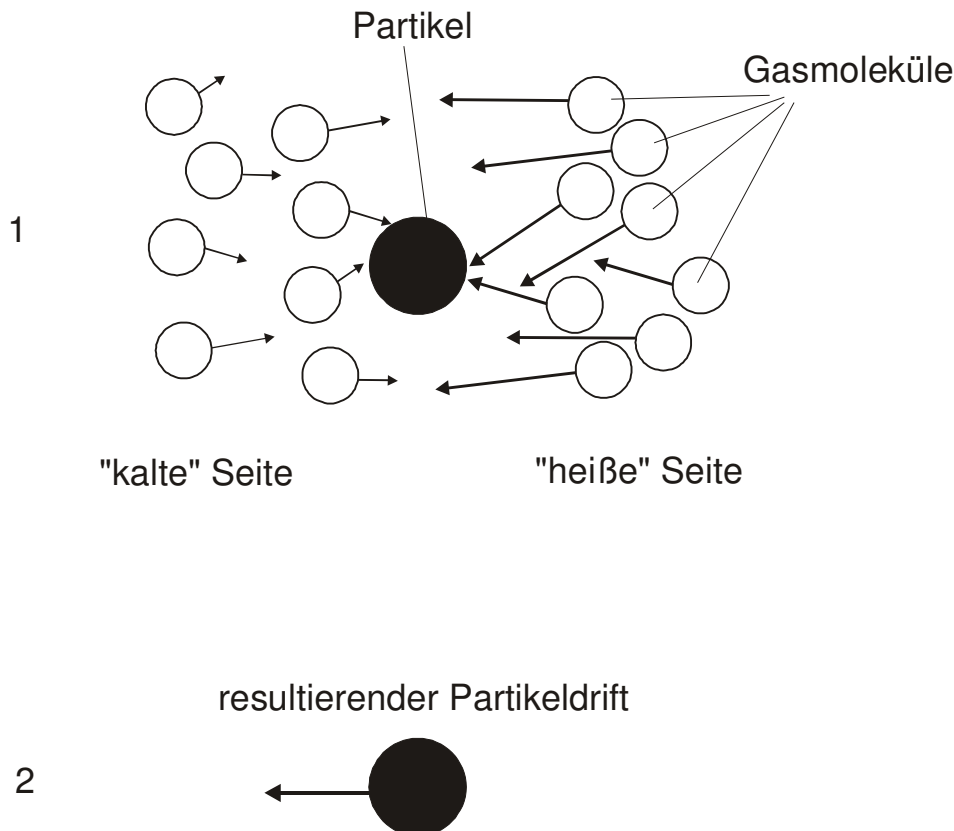
$$P = 10^{-0,4815 \cdot \text{Stk}}. \quad (2.34)$$

Ist der Radius  $r_{RB}$  des Rohrbogens "groß" im Verhältnis zum Rohrdurchmesser (d. h. mindestens um eine Zehnerpotenz größer), so müssen für das abgewinkelte Rohr

zusätzlich noch die gleichen Mechanismen wie für das gerade Rohr berücksichtigt werden. Dagegen hat die Größe des Krümmungsradius nach Crane und Evans (1977) nur einen geringen Einfluss und kann in der Regel vernachlässigt werden.

### 2.1.6 Thermophorese

Liegt in einem Aerosol ein Temperaturgradient vor, so wirkt auf die in dem Aerosol enthaltenen Partikel eine Kraft in Richtung der niedrigeren Temperatur. Physikalisch lässt sich dieses Phänomen für submikrone Partikel so erklären, dass die Gasmoleküle auf der "heißen" Seite des Partikels eine höhere kinetische Energie haben und somit eine erhöhte Impulsaustauschrate mit dem Partikel aufweisen (s. Abbildung 2.7). Bei größeren Partikeln entsteht die thermophoretische Kraft durch eine mikroskopische Gasströmung auf der Partikeloberfläche.



**Abb. 2.7:** Wirkung der Thermophorese bei "kleinen" Partikeln

Die thermophoretische Geschwindigkeit  $\vec{v}_{th}$  ist nach Friedlander (1977) abhängig von der kinematischen Viskosität  $\nu$  des Fluids, der Temperatur  $T$  und dem thermophoretischen Koeffizienten  $K_{th}$ :

$$\vec{v}_{th} = -K_{th} \cdot \nu \cdot \frac{\nabla T}{T}. \quad (2.35)$$

Für den thermophoretischen Koeffizienten  $K_{th}$  existiert ein Berechnungsansatz von Talbot et al. (1980), der von Batchelor und Shen (1985) modifiziert wurde, mit  $K_{th}$  als Funktion der Knudsenzahl  $Kn$  (dem Verhältnis von mittlerer freier Weglänge zum Partikelradius). Dieser gilt für Partikeldurchmesser von 0,01  $\mu m$  bis 10  $\mu m$  und ist somit sowohl im freimolekularen Bereich als auch im Kontinuumsbereich gültig.

$$K_{th} = \frac{2,294 \cdot \left( \frac{\lambda_g}{\lambda_p} + 2,2 \cdot Kn \right) \cdot C_s}{(1 + 3,438 \cdot Kn) \cdot \left( 1 + 2 \cdot \frac{\lambda_g}{\lambda_p} + 4,4 \cdot Kn \right)}. \quad (2.36)$$

Die Parameter  $\lambda_g$  und  $\lambda_p$  beschreiben die Wärmeleitfähigkeiten des Gases und der Partikel. Die Abhängigkeit des thermophoretischen Koeffizienten von der Knudsenzahl bei variierenden Verhältnissen der jeweiligen Wärmeleitfähigkeiten wurde von Schmidt (1994) ausführlich dargestellt.

Die Abscheidung von Partikeln aufgrund von Thermophorese in laminar durchströmten Rohrleitungen kann als hinreichend genau beschrieben betrachtet werden (z. B. Muñoz-Bueno et al. (2005), Stratmann et al.(1994)). Eine Übersicht über theoretische Ansätze zur thermophoretischen Abscheidung in turbulent durchströmten Rohrleitungen liefern Romay et al. (1998). Neben zahlreichen Ansätzen für die Partikelabscheidung aufgrund von Thermophorese bei turbulenter Durchströmung wurde auch ein Ansatz für den Fall der laminaren Durchströmung (Stratmann et al.(1994)) aufgenommen. Die Ansätze zur Berechnung der thermophoretischen Abscheidung bei turbulenter Durchströmung lauten:

Byers und Calvert (1969):

$$D=1-\exp\left(-\frac{\rho \cdot c_p \cdot f \cdot Re}{4 \cdot d \cdot \alpha} \cdot \frac{K_{th} \cdot v \cdot (T_e - T_w)}{\bar{T}} \cdot \left(1 - \exp\left(\frac{-4 \cdot \alpha \cdot L}{\bar{v} \cdot \rho \cdot c_p \cdot d}\right)\right)\right), \quad (2.37)$$

Nishio et al. (1974):

$$D=1-\exp\left(-\frac{\rho \cdot c_p}{\lambda_g} \cdot \frac{K_{th} \cdot v \cdot (T_e - T_w)}{\bar{T}} \cdot \left(1 - \exp\left(\frac{-4 \cdot \alpha \cdot L}{\bar{v} \cdot \rho \cdot c_p \cdot d}\right)\right)\right), \quad (2.38)$$

Batchelor und Shen (1985):

$$D=Pr \cdot K_{th} \cdot \left(\frac{T_e - T_w}{T_e}\right) \cdot \left(1 + (1 - Pr \cdot K_{th}) \cdot \left(\frac{T_e - T_w}{T_e}\right)\right), \quad (2.39)$$

Romay et al. (1998):

$$D=1-\left(\frac{T_w + (T_e - T_w) \cdot \exp\left(-\frac{\pi \cdot d \cdot \alpha \cdot L}{\rho \cdot \dot{V} \cdot c_p}\right)}{T_e}\right)^{Pr \cdot K_{th}}. \quad (2.40)$$

Darin sind  $T_e$  die Eintrittstemperatur,  $T_w$  die Wandtemperatur und  $\bar{T}$  die mittlere Temperatur;  $\alpha$  ist der Wärmeübergangskoeffizient und  $Pr$  die Prandtl-Zahl.

Stratmann et al. (1994) berechneten die thermophoretische Abscheidung bei laminarer Durchströmung mit:

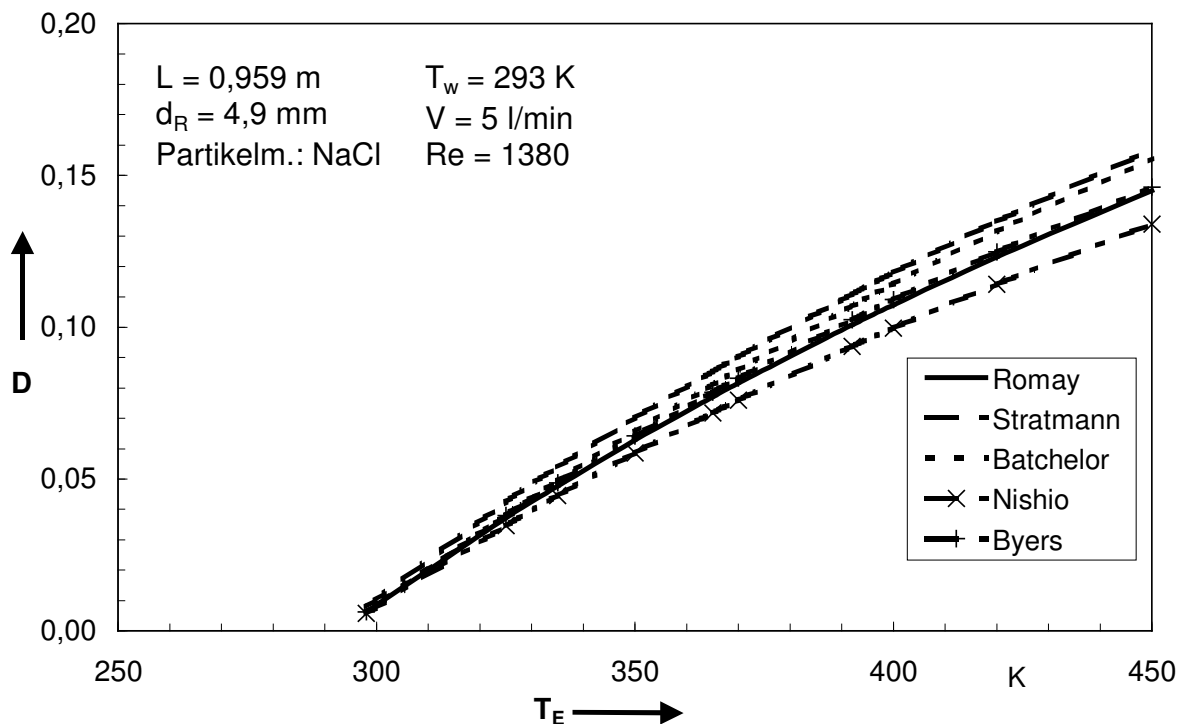
$$D=1-\exp\left(-0,845 \cdot \left(\frac{Pr \cdot K_{th} + 0,025}{\frac{T_w}{T_e - T_w} + 0,28}\right)^{0,932}\right). \quad (2.41)$$

Die Ermittlung der thermophoretischen Abscheidung nach Housiadas und Drossinos (2005) stellt eine Vereinfachung des Ansatzes von Romay et al. (1998) dar, da auf den Exponentialterm verzichtet wurde:

$$D=1-\left(\frac{T_w}{T_e}\right)^{Pr \cdot K_{th}}. \quad (2.42)$$

In den nachfolgenden Darstellungen wurde auf den Ansatz von Housiadas und Drossinos (2005) verzichtet, da die Ergebnisse deckungsgleich mit denen von Romay et al. (1998) sind, dem Exponentialterm kommt somit keine Bedeutung zu.

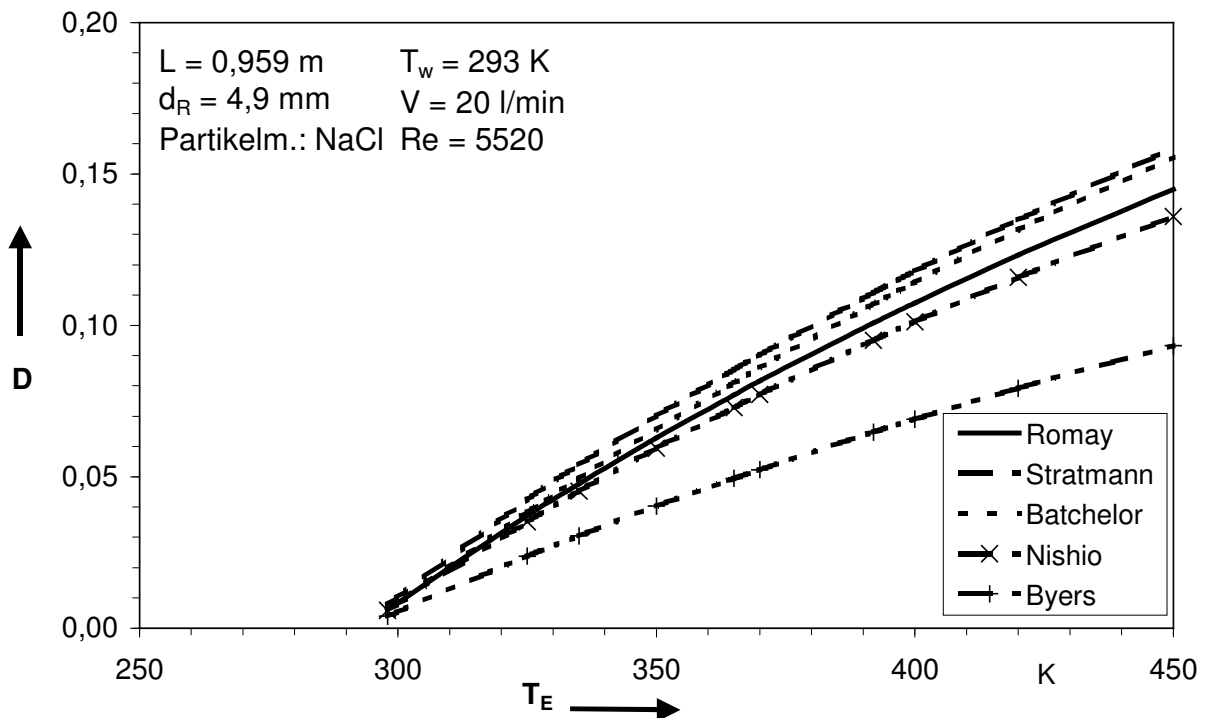
Trotz der teilweise sehr unterschiedlichen Berechnungsansätze zeigen die Ergebnisse eine sehr gute Übereinstimmung für den Fall einer laminaren Strömung unter gleichen Umgebungsbedingungen (siehe Abbildung 2.8). Das durchströmte Rohr hat eine Länge  $L$  von 0,959 m bei einem Durchmesser von 4,9 mm. Die Eintrittstemperatur wird variiert bei einer konstanten Wandtemperatur von 20 °C. Die Partikel haben einen Durchmesser von 100 nm und eine Wärmeleitfähigkeit von 1 W/mK.



**Abb. 2.8:** Thermophoretische Abscheidung ( $D$ ) in laminarer Strömung nach verschiedenen Autoren ( $d_p = 100$  nm)

Im Gegensatz dazu weicht für den Fall der turbulenten Strömung bei ansonsten gleichen Rahmenbedingungen der Ansatz von Byers und Calvert (1969) sehr stark von den Berechnungsergebnissen der anderen Autoren ab (Abbildung 2.9), da sie als einzige den Rohrreibungskoeffizienten mit berücksichtigt haben, der, wie später noch gezeigt wird, bei der Betrachtung der thermophoretischen Abscheidung höchstens eine untergeordnete Rolle spielt.





**Abb. 2.9:** Thermophoretische Abscheidung ( $D$ ) in turbulenter Strömung nach verschiedenen Autoren ( $d_p = 100 \text{ nm}$ )

Da bei einigen Ansätzen (Batchelor und Shen (1985); Stratmann et al. (1994)) die Strömungsbedingungen nicht berücksichtigt werden, ergibt sich für die laminare und die turbulente Strömungsform kein Unterschied, sofern die Austrittstemperatur gleich ist. Da es in einem dünnen, gasdurchströmten Rohr, wie es in der Partikelmess-technik in der Regel eingesetzt wird, sehr schnell zu einem Temperatúrausgleich kommt, kann vereinfachend angenommen werden, dass die Austrittstemperatur gleich der Wandtemperatur ist. Die Tatsache, dass bei Romay et al. (1998) und Nishio et al. (1974) ebenfalls kein signifikanter Unterschied zu erkennen ist, lässt sich darauf zurückführen, dass die jeweiligen Wirkungen der strömungsabhängigen Variablen sich gegenseitig aufheben.

Zu berücksichtigen ist bei der Betrachtung der einzelnen Ansätze, dass sich einige der Ansätze (Byers und Calvert (1969), Nishio et al. (1974), Romay et al. (1998)) auf eine konkrete Rohrlänge  $L$  beziehen, während die anderen Ansätze (Batchelor und Shen (1985), Stratmann et al. (1994)) diese Geometriegröße nicht berücksichtigen. Die verschiedenen Ansätze sind dennoch sehr gut miteinander vergleichbar, da

durch den guten Wärmeübergang in einer turbulenten Strömung das Fluid sehr schnell die Umgebungstemperatur annimmt und Thermophorese nur im Eintrittsbereich der Kühlstrecke stattfindet.

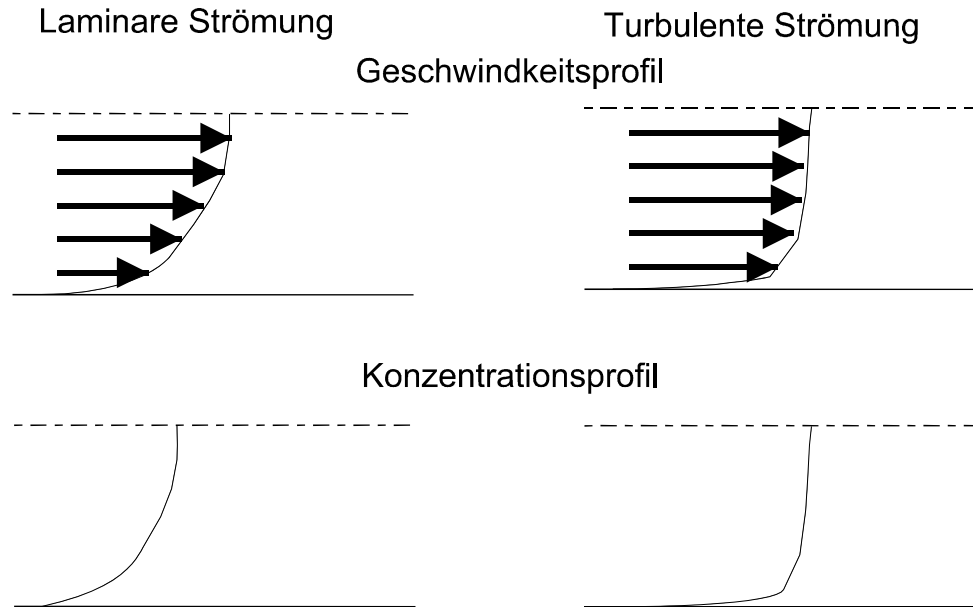
### 2.1.7 Turbulenz

Bedingt durch hohe Strömungsgeschwindigkeiten oder Störungen der Strömung ist bei technischen Anwendungen, z. B. der Partikelprobenahme aus strömenden Gasen, in der Regel von einer turbulenten Strömung auszugehen. So beträgt die Reynoldszahl bei einem Absaugvolumenstrom von  $3 \text{ m}^3/\text{h}$  und einem Probenahme-rohrdurchmesser von 12 mm ungefähr 6.900.

Dabei hat die Turbulenz neben den Auswirkungen auf das Fluid auch Auswirkungen auf den Partikeltransport in der Strömung. Zu nennen sind hier turbulente Diffusion und Wirbelträgheit.

### 2.1.8 Turbulente Diffusion

Bei der normalen Diffusion findet ein Stoffaustausch nur aufgrund der Brownschen Molekularbewegung statt, bei der turbulenten Diffusion wird dieser Prozess zusätzlich durch die Turbulenzbewegungen unterstützt. Bei einer voll ausgebildeten turbulenten Strömung findet innerhalb des turbulenten Kerns eine Durchmischung und somit ein Abbau von Konzentrationsgradienten statt (siehe Abbildung 2.10).



**Abb. 2.10:** Geschwindigkeits- und Konzentrationsprofile in laminarer und turbulenter Strömung

Aufgrund des erhöhten Konzentrationsgradienten an der viskosen Unterschicht ist bei der turbulenten Strömung mit einer deutlich gesteigerten Abscheidung der Partikel im Vergleich zur laminaren Strömung zu rechnen. Dazu existieren verschiedene Berechnungsansätze für die Depositionsgeschwindigkeit, von denen sechs im folgenden vorgestellt werden.

Levich (1962) entwickelte unter der Annahme, dass die abzuscheidenden Partikel eine laminare Grenzschicht zu durchdringen haben, einen Ansatz zur Berechnung des radialen Transportes von Partikeln in Molekülgröße in turbulent durchströmten Rohrleitungen in Abhängigkeit von der Schmidtzahl  $Sc$ :

$$v_d = \frac{0,13337}{Sc^{\frac{3}{4}}} v \sqrt{\frac{f}{2}} \quad (2.43)$$

Montgomery (1969) gibt einen erweiterten Gültigkeitsbereich dieses Ansatzes für submikrone Partikel an. Dieser erweist sich jedoch gerade für die in dieser Arbeit betrachteten Partikelgrößen, die ein Vielfaches von Molekülgrößen ausmachen, als zu ungenau.

Davies (1965a, 1965b) liefert eine numerische Auswertung des konvektiv-diffusiven Partikeltransports im wandnahen Bereich in einer voll ausgebildeten turbulenten Rohrströmung. Er geht bei seinen Berechnungen von der vereinfachenden Annahme aus, dass die Partikelgrenschichtdicke gleich der Dicke der laminaren Unterschicht der Strömung ist.

Wells und Chamberlain (1967) geben einen einfachen Ausdruck zur Berechnung der Partikelabscheidung aufgrund turbulenter Diffusion an. Dabei wurden nur die Reynolds- und die Schmidtzahl als die Strömung charakterisierende Größen berücksichtigt.

$$v_d = 0,02 \cdot v \cdot \text{Re}^{-\frac{1}{8}} \cdot \sqrt{\frac{f}{2}} \cdot \text{Sc}^{-\frac{2}{3}}. \quad (2.44)$$

Von Davies (1966a) stammt ein Ansatz zur Ermittlung der Depositionsgeschwindigkeit als Funktion der Schmidtzahl:

$$v_d = \frac{v^* \cdot \text{Sc}^{-\frac{2}{3}}}{14,5 \cdot \left[ \frac{1}{6} \cdot \ln \frac{1 + \frac{\text{Sc}^{\frac{1}{3}}}{2,9}}{1 - \frac{\text{Sc}^{\frac{1}{3}}}{2,9} + \left( \frac{\text{Sc}^{\frac{1}{3}}}{2,9} \right)^2} + \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot \arctan \frac{\frac{\text{Sc}^{\frac{1}{3}}}{2,9} - 1}{\sqrt{3}} + \frac{\pi}{6 \cdot \sqrt{3}} \right]}. \quad (2.45)$$

Den Partikelfluss zur turbulent überströmten Rohrwand berechnete Friedlander (1977) mit Hilfe einer vereinfachten eindimensionalen Betrachtung:

$$v_d = 0,042 \cdot \frac{D_p}{d} \cdot \text{Re} \cdot \sqrt{f} \cdot \text{Sc}^{\frac{1}{3}} \quad (2.46)$$

bzw.

$$v_d = 0,079 \cdot \frac{D_p}{d} \cdot \text{Re} \cdot \sqrt{f} \cdot \text{Sc}^{\frac{1}{4}}. \quad (2.47)$$

Fan und Ahmadi (1993) schlagen einen Ansatz zur Berechnung der Depositionsgeschwindigkeit unter Berücksichtigung von Schwerkraft und Rohrrauigkeiten vor:

$$v_d = 0,084 \cdot Sc^{-\frac{2}{3}} + \frac{1}{2} \cdot \left[ \frac{\left(0,64k^+ + \frac{d_p^+}{2}\right)^2 + \frac{\tau^{+2}g^+L_1^+}{0,01085 \cdot (1 + \tau^{+2}L_1^+)}}{3,42 + \frac{\tau^{+2}g^+L_1^+}{0,01085 \cdot (1 + \tau^{+2}L_1^+)}} \right]^{\frac{1}{(1 + \tau^{+2}L_1^+)}} \cdot \left(1 + 8e^{\frac{(\tau^+ - 10)^2}{32}}\right) \cdot \frac{0,037}{1 - \tau^{+2}L_1^+ \left(1 + \frac{g^+}{0,037}\right)} \quad (2.48)$$

Die Hilfskonstanten  $L_1^+$ ,  $k^+$  und  $g^+$  (die Indizes „+“ sind willkürlich von Fan und Ahmadi (1993) gesetzt) werden durch folgende Terme beschrieben:

$$L_1^+ = \frac{3,08}{\frac{\rho_p}{\rho_g} d_p}, \quad k^+ = \frac{v^* \cdot k}{v} \quad \text{und} \quad g^+ = \frac{v \cdot g}{v^{*3}}.$$

Sofern die Depositionsgeschwindigkeit  $v_d$  aus Gleichung 2.40 den Wert 0,14 überschreitet, wird dieser gleich 0,14 gesetzt. Die Autoren gingen davon aus, dass diese dimensionslose Depositionsgeschwindigkeit nicht überschritten werden kann.<sup>2</sup>

Ein weiterer Zugang zu konvektiv-diffusiven turbulenten Transportvorgängen in durchströmten Rohren ist der Weg über die erweiterte Analogie zwischen Impuls-, Wärme- und Stofftransport (Sager et al. (2001), Schmidt (2001)). Diese Berechnung zeigt, trotz unterschiedlicher Rechenwege, eine sehr gute Übereinstimmung mit den Ansätzen von Davies (1965a, 1965b), Friedlander (1977) sowie Wells und Chamberlain (1967). Der besonders im Ingenieurbereich bevorzugte Dispersionsansatz (Levenspiel (1972)) ist wegen der geringen dynamischen Viskosität von Luft hier nicht anwendbar.

## 2.1.9 Wirbelträgheit

<sup>2</sup> In modifizierter Form ist dieser Ansatz auch für faserförmige Partikel gültig (Fan und Ahmadi (2000)).

Partikel, deren Größe ein bestimmtes Maß überschreitet, sind häufig nicht in der Lage, den Turbulenzschwankungen der sie tragenden Strömung zu folgen und werden, sofern sie sich in Wandnähe befinden, an der Rohrwand abgeschieden. Diese Problematik wurde schon von vielen Autoren aufgegriffen, eine abschließende Bewertung und Erklärung der Partikelabscheidung an Rohrwänden aufgrund von Wirbelträgheit hat jedoch noch nicht stattgefunden. Ein thematischer Schwerpunkt dieser Arbeit wird daher die Untersuchung der Auswirkung der Wirbelträgheit bei der Partikelabscheidung sein.

Friedlander und Johnstone (1957) entwickelten auf Basis einer empirisch ermittelten Turbulenzverteilung einen Ansatz zur Ermittlung der Depositionsgeschwindigkeit von Partikeln aufgrund von Wirbelträgheit. Sie gingen in ihrem Modell davon aus, dass Partikel aufgrund von Wirbelbewegungen in Wandnähe transportiert und dort abgeschieden werden. Ihre Trägheit hindert die Partikel daran, der Hauptströmungsrichtung zu folgen. Die axiale Komponente der Partikelstoppdistanz ist demzufolge größer als der Abstand des Partikels zur Rohrwand.

Demzufolge wurde die Partikeldeposition nach Friedlander und Johnstone (1957) als Funktion der dimensionslosen Partikelstoppdistanz  $S^+$  angegeben, wobei je nach Größenordnung dieser Distanz drei Bereiche unterschieden wurden:

$$\begin{aligned}
 v_d &= \frac{\frac{f}{2}}{1 + \sqrt{\frac{f}{2}} \cdot \left( \frac{1525}{S^{+2}} - 50,6 \right)} \cdot v && \text{für } S^+ < 5 \\
 v_d &= \frac{\frac{f}{2}}{1 + \sqrt{\frac{f}{2}} \cdot \left[ 5 \cdot \ln \frac{5,04}{\left( \frac{1}{5} \cdot S^+ - 0,959 \right)} - 13,73 \right]} \cdot v && \text{für } 5 \leq S^+ \leq 30 \\
 v_d &= \frac{f}{2} \cdot v && \text{für } S^+ > 30
 \end{aligned} \tag{2.49}$$

$f$  ist hier der "fanning friction factor" der ein Viertel des "moody friction factor" ( $f^*$  aus Gleichung 2.5) beträgt:

$$f = \frac{0,0791}{\sqrt[4]{Re}}. \quad (2.50)$$

Die dimensionslose Partikelstoppdistanz  $S^+$  berechnet sich aus der dimensionsbehafteten Partikelstoppdistanz  $S$  wie folgt:

$$S^+ = \frac{S \cdot v^*}{v}. \quad (2.51)$$

Zwar wurde von Friedlander und Johnstone (1957) der Mechanismus der Wirbelträgheit definiert und gleichzeitig eine Rechengrundlage geschaffen, um Partikelabscheidung in Rohrleitungen aufgrund von Wirbelträgheit zu berechnen, jedoch wurden die theoretisch ermittelten Abscheidegeschwindigkeiten von den experimentellen Daten systematisch unterschritten.

Ein weiterer Ansatz zur Bestimmung der Partikeldepositions geschwindigkeit in turbulent durchströmten Rohrleitungen stammt von Davies (1966b). Dieser lautet:

$$\frac{1}{v_d^+} = [I]_{S^+ + d_p^+}^{R_+} + \left( \frac{1}{v_+^*} \right)_{S^+ + d_p^+} \quad (2.52)$$

mit der Partikelgeschwindigkeit  $v_+^*$ :

$$(v_+^*)_{S^+ + d_p^+} = \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{d_p^+ + 10}{\tau^+} \right) + \sqrt{\frac{1}{4} \left( 1 - \frac{d_p^+ + 10}{\tau^+} \right)^2 + \frac{d_p^+}{\tau^+}}. \quad (2.53)$$

Der Trägheitsterm  $[I]_{dS^+ + d_p^+}^{R_+}$  beruht auf einer numerischen Annäherung und ist in der Originalliteratur in tabellarischer Form angegeben.

Beal (1968, 1970) erweitert den Ansatz von Friedlander und Johnstone (1953), indem er neben der Wirbelträgheit auch die turbulente Diffusion berücksichtigt. Er erreicht aber im Vergleich keine wesentliche Verbesserung der Vorhersagegenauigkeit der Partikelabscheidung. Bei dem Ansatz von Beal (1968, 1970) wird von einer

Partikeldepositionsgeschwindigkeit ausgegangen, die sich aus einer Partikelgeschwindigkeit  $v'$  und einem Transportkoeffizienten  $K$  zusammensetzt:

$$v_d = \frac{K \cdot v'}{K + v'} \quad (2.54)$$

Ausschlaggebend für die Partikelabscheidung in einer turbulenten Rohrströmung sind nicht nur vorliegende Konzentrationsgradienten, sondern auch die Eigenbewegungen der Partikel. Der Gültigkeitsbereich dieses Ansatzes wird von Beal (1970) für Partikel von Molekülgröße bis zu einer Größe von  $100 \mu\text{m}$  angegeben. Der Transportkoeffizient nimmt in Abhängigkeit von der dimensionslosen Stoppdistanz verschiedene Formen an.

Für  $0 \leq S^+ \leq 5$  gilt:

$$K = \bar{v} \cdot \sqrt{\frac{f}{2}} \cdot \left\{ \frac{14,5}{3} \cdot \left( \frac{v}{D_p} \right)^{\frac{2}{3}} \cdot F\left( \frac{v}{D_p}, S^+ \right) - \frac{14,5^2}{1,5 \cdot d^+} \cdot \left( \frac{v}{D_p} \right)^{\frac{1}{3}} \cdot G\left( \frac{v}{D_p}, S^+ \right) + \left[ 5 + \frac{50}{v \cdot d^+} (D_p - 0,959 \cdot v) \right] \cdot \ln \left( \frac{D_p + 5,04 \cdot v}{D_p + 0,04 \cdot v} \right) - \frac{250}{d^+} + \frac{1 - 13,73 \cdot \sqrt{\frac{f}{2}}}{\sqrt{\frac{f}{2}}} \right\}^{-1} \quad (2.55a)$$

mit den Hilfsfunktionen  $F$  und  $G$ :



$$F\left(\frac{v}{D_p}, S^+\right) = \frac{1}{2} \cdot \ln \left\{ \frac{\left[ 1 + \frac{5}{14,5} \cdot \left( \frac{v}{D_p} \right)^{\frac{1}{3}} \right]^2}{1 - \frac{5}{14,5} \cdot \left( \frac{v}{D_p} \right)^{\frac{1}{3}} + \left( \frac{5}{14,5} \right)^2 \cdot \left( \frac{v}{D_p} \right)^{\frac{2}{3}}} \right\} - \frac{1}{2} \cdot \ln \left\{ \frac{\left[ 1 + \frac{S^+}{14,5} \cdot \left( \frac{v}{D_p} \right)^{\frac{1}{3}} \right]^2}{1 - \frac{S^+}{14,5} \cdot \left( \frac{v}{D_p} \right)^{\frac{1}{3}} + \left( \frac{S^+}{14,5} \right)^2 \cdot \left( \frac{v}{D_p} \right)^{\frac{2}{3}}} \right\} \quad (2.55b)$$

$$+ \sqrt{3} \cdot \arctan \left[ \frac{\frac{10}{14,5} \cdot \left( \frac{v}{D_p} \right)^{\frac{1}{3}} - 1}{\sqrt{3}} \right] - \sqrt{3} \cdot \arctan \left[ \frac{\frac{2 \cdot S^+}{14,5} \cdot \left( \frac{v}{D_p} \right)^{\frac{1}{3}} - 1}{\sqrt{3}} \right]$$

$$G\left(\frac{v}{D_p}, S^+\right) = \frac{1}{2} \cdot \ln \left\{ \frac{1 - \frac{5}{14,5} \cdot \left( \frac{v}{D_p} \right)^{\frac{1}{3}} + \left( \frac{5}{14,5} \right)^2 \cdot \left( \frac{v}{D_p} \right)^{\frac{2}{3}}}{\left[ 1 + \frac{5}{14,5} \cdot \left( \frac{v}{D_p} \right)^{\frac{1}{3}} \right]^2} \right\} - \frac{1}{2} \cdot \ln \left\{ \frac{1 - \frac{S^+}{14,5} \cdot \left( \frac{v}{D_p} \right)^{\frac{1}{3}} + \left( \frac{S^+}{14,5} \right)^2 \cdot \left( \frac{v}{D_p} \right)^{\frac{2}{3}}}{\left[ 1 + \frac{S^+}{14,5} \cdot \left( \frac{v}{D_p} \right)^{\frac{1}{3}} \right]^2} \right\} \quad (2.55c)$$

$$+ \sqrt{3} \cdot \arctan \left[ \frac{\frac{10}{14,5} \cdot \left( \frac{v}{D_p} \right)^{\frac{1}{3}} - 1}{\sqrt{3}} \right] - \sqrt{3} \cdot \arctan \left[ \frac{\frac{2 \cdot S^+}{14,5} \cdot \left( \frac{v}{D_p} \right)^{\frac{1}{3}} - 1}{\sqrt{3}} \right]$$

Für  $5 \leq S^+ \leq 30$ :

$$K = \left[ \left\{ 1 + \frac{10}{v \cdot d^+} \cdot (D_p - 0,959 \cdot v) \right\} \cdot \ln \left[ \frac{D_p + 5,041 \cdot v}{D_p + v \cdot \left( \frac{S^+}{5} - 0,959 \right)} \right] \right] \quad (2.56a)$$

$$- \frac{10}{d^+} \cdot \left[ 6 - \frac{S^+}{5} \right] + \frac{1 - 13,73 \cdot \sqrt{\frac{f}{2}} \cdot \left[ \frac{f}{2} \right]^{-1}}{\sqrt{\frac{f}{2}}} \cdot \frac{v \cdot \sqrt{\frac{f}{2}}}{5}$$

$S^+ \geq 30$ :

$$K = \frac{v \cdot \sqrt{\frac{f}{2}}}{1 - 13,73 \cdot \sqrt{\frac{f}{2}}} \quad (2.56b)$$

Die Partikelgeschwindigkeit  $v'$  hängt vom dimensionslosen Partikeldurchmesser  $d_p^+$  ab:

$$\begin{aligned} v' &= \sqrt{\frac{k_B \cdot T}{2 \cdot \pi \cdot m_p}} + 0,25 \cdot d_p^+ \cdot v \cdot \sqrt{\frac{f}{2}} & 0 \leq d_p^+ \leq 10 \\ v' &= \sqrt{\frac{k_B \cdot T}{2 \cdot \pi \cdot m_p}} + 0,5 \cdot \left[ -3 + 5 \cdot \ln\left(\frac{d_p^+}{2}\right) \right] \cdot v \cdot \sqrt{\frac{f}{2}} & 10 \leq d_p^+ \leq 60 \end{aligned} \quad (2.57)$$

Aufgrund der dargestellten Unzulänglichkeiten der Untersuchungen zum Thema "Partikelabscheidung durch Wirbelträgheit in turbulent durchströmten Röhren" verbunden mit ihrer Unhandlichkeit wird in der Praxis häufig auf den rein empirischen Ansatz von Liu und Agarwal (1974) zurückgegriffen:

$$v_d^+ = 6 \cdot 10^{-4} \tau_p^{+2} \quad (2.58)$$

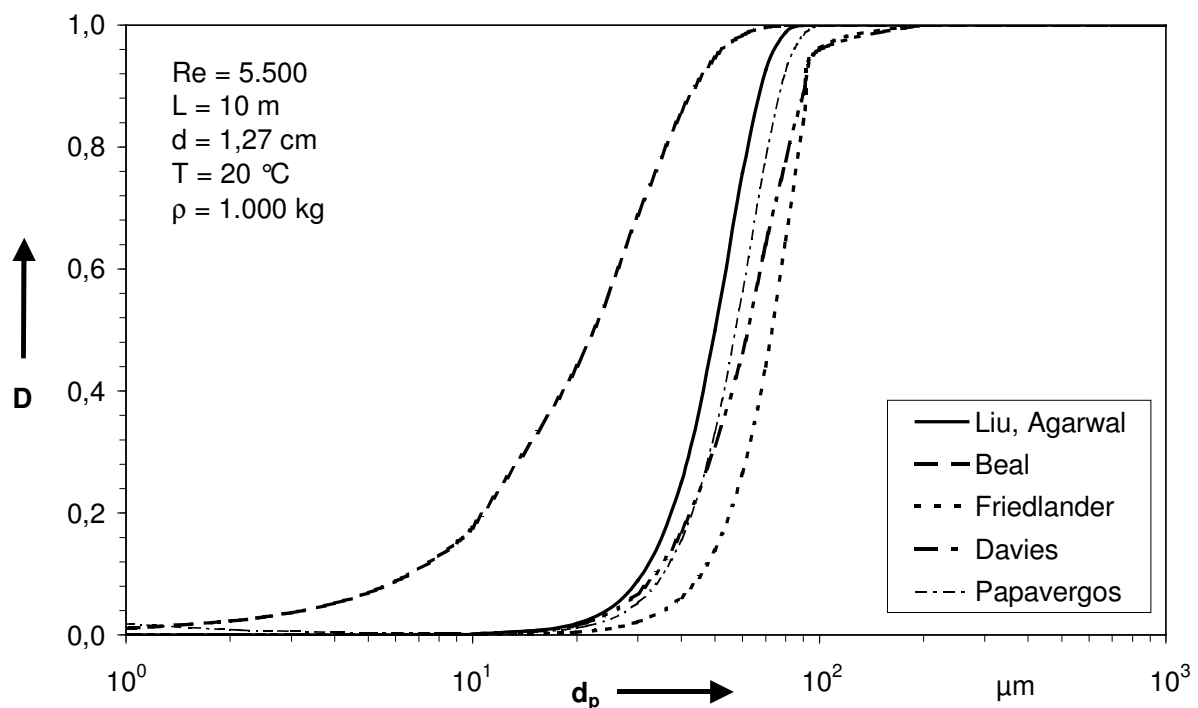
Der Gültigkeitsbereich dieses Ansatzes wird von den Autoren mit einer dimensionslosen Relaxationszeit  $\tau_p^+$  zwischen 0,2 und 20, entsprechend einem Partikelmesser von 1,4 bis 21  $\mu\text{m}$ , angegeben. Er wird für Reynoldszahlen von 10.000 und 50.000 validiert. Als Versuchsmaterial wurden Tropfen aus Olivenöl eingesetzt. Für den genannten Gültigkeitsbereich konnten Liu und Agarwal (1974) zahlreiche weitere experimentelle Studien benennen, die ihre Ergebnisse bestätigten. Romay et al. (1998) zeigen jedoch, dass bei kleineren Rohrdurchmessern als dem bei den Messungen verwendeten (12,7 mm) mit einer höheren Abscheidung als der nach Liu und Agarwal (1974) zu erwartenden zu rechnen ist

Der Ansatz von Lee und Gieseke (1993) erfasst ebenfalls neben der Wirbelträgheit die turbulente Diffusion. Dazu werden die Ansätze von Davies (1966a) für den Bereich der turbulenten Diffusion und von Friedlander und Johnstone (1957) für den

Bereich der Wirbelträgheit mit einem empirischen Faktor als Funktion der Reynoldszahl verknüpft. Es ergibt sich für die turbulente Depositionsgeschwindigkeit.

$$v_{\text{Turbulenz}}^+ = v_{\text{TurbulenteDiffusion}}^+ + v_{\text{Wirbelträgheit}}^+ + 2 \cdot 10^{-8} \cdot \text{Re} . \quad (2.59)$$

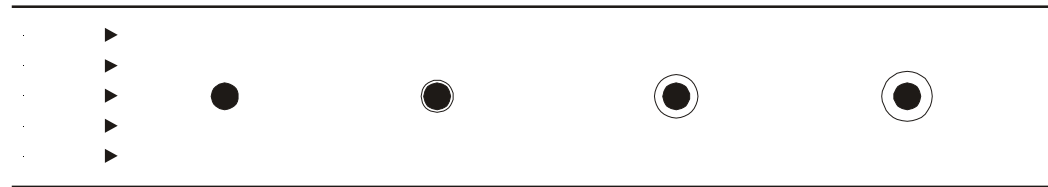
Zur Veranschaulichung sind in Abbildung 2.11 die Depositionskurven von Partikeln nach verschiedenen Ansätzen für ein turbulent durchströmtes Rohr aufgezeigt. Deutlich ist die Abweichung des Ansatzes von Beal (1968, 1970) zu den anderen Ansätzen zu erkennen. Dies lässt sich vor allem dadurch begründen, dass die Strömungsgeschwindigkeit sowohl Einfluss auf den Transportkoeffizienten  $K$  als auch auf die Partikelgeschwindigkeit  $v'$  hat. Mit steigender Strömungsgeschwindigkeit würde sich die Depositionsrate nach Beal (1968, 1970) relativ zu den anderen Abscheidekurven hin zu größeren Partikeln verschieben. Der Trenngrad ist nach Beal (1968, 1970) nicht so scharf wie bei den anderen aufgeführten Ansätzen. Zudem ist nach Beal (1968, 1970) selbst für submikrone Partikel eine erkennbare Partikelabscheidung zu verzeichnen. Zwar ist auch nach Lee und Gieseke (1993) aufgrund des Korrekturterms mit einer Partikelabscheidung zu rechnen, es ist jedoch fraglich, ob diese mit den gängigen Messmethoden festgestellt werden könnte.



**Abb. 2.11:** Abscheidung aufgrund von Wirbelträgheit in turbulent durchströmten Rohren – Vergleich verschiedener Ansätze aus der Literatur

### 2.1.10 Kondensation

Durch im Probenahmegas enthaltene Komponenten mit niedrigem Dampfdruck, aber entsprechend hohem Partialdruck, kommt es häufig zu einem Partikelwachstum während des Transportprozesses und somit zu einer Änderung der Partikeleigenschaften.



**Abb. 2.12:** Partikelwachstum durch Kondensation

Der äußerst komplexe Vorgang der Kondensation auf Partikeln (heterogene Kondensation) ist zur Zeit Gegenstand eines neuen Forschungsprojektes und würde den Rahmen dieser Arbeit sprengen.

### 2.1.11 Scherkraft

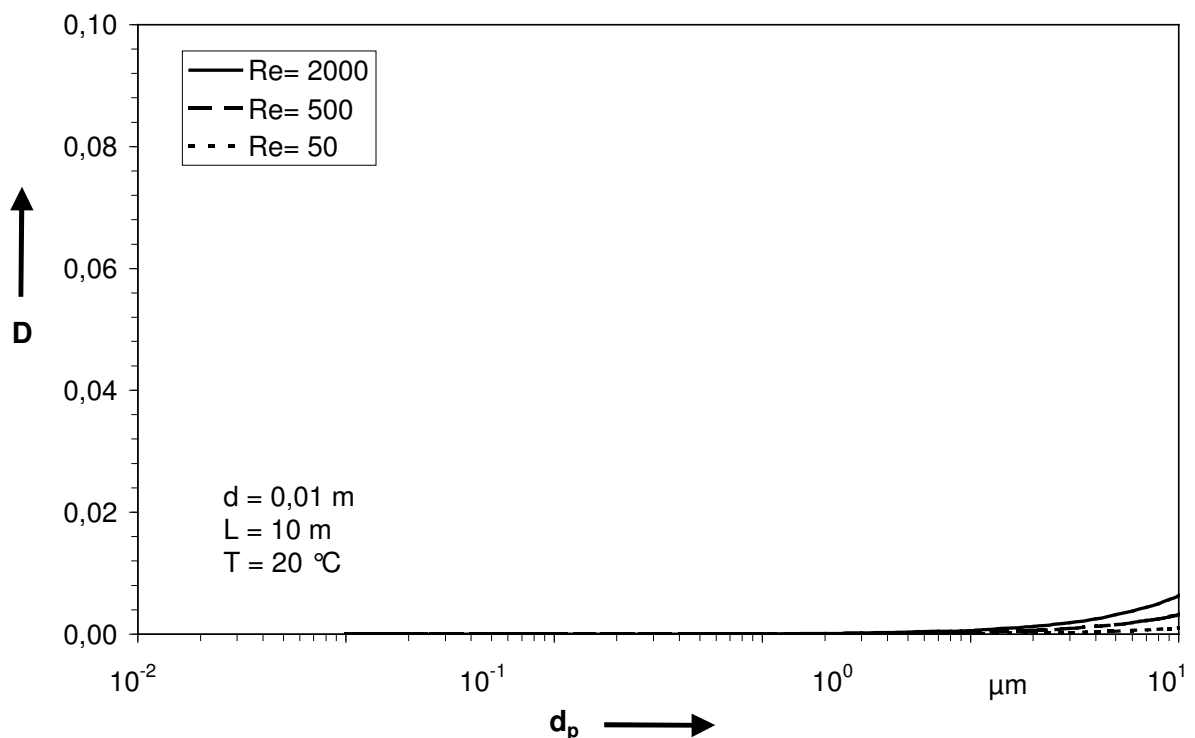
Der Vollständigkeit halber sei an dieser Stelle auch die Scherkraft erwähnt, die vor allem für supermikrone Partikel in laminaren Strömungen von Bedeutung ist. Nach Saffman (1965) lässt sich die Depositionsgeschwindigkeit aufgrund der Scherkraft wie folgt berechnen:

$$v = \frac{6,46 \cdot v_{\max} \cdot d_p \cdot \sqrt{\frac{\partial v}{\partial r}}}{12 \cdot \pi \cdot \sqrt{\nu}}. \quad (2.60)$$

Mit zunehmender Strömungsgeschwindigkeit nimmt die Scherkraft und damit die Depositionsgeschwindigkeit zu. Für die hier schwerpunktmäßig betrachteten submikronen Partikel können sie in der Regel vernachlässigt werden. Dies soll nachfolgend gezeigt werden.

Da unabhängig vom Strömungszustand (laminar/turbulent) der Geschwindigkeitsgradient im wandnahen Bereich am größten ist, ist dort auch mit den größten Depositionsgeschwindigkeiten aufgrund von Scherkräften zu rechnen.

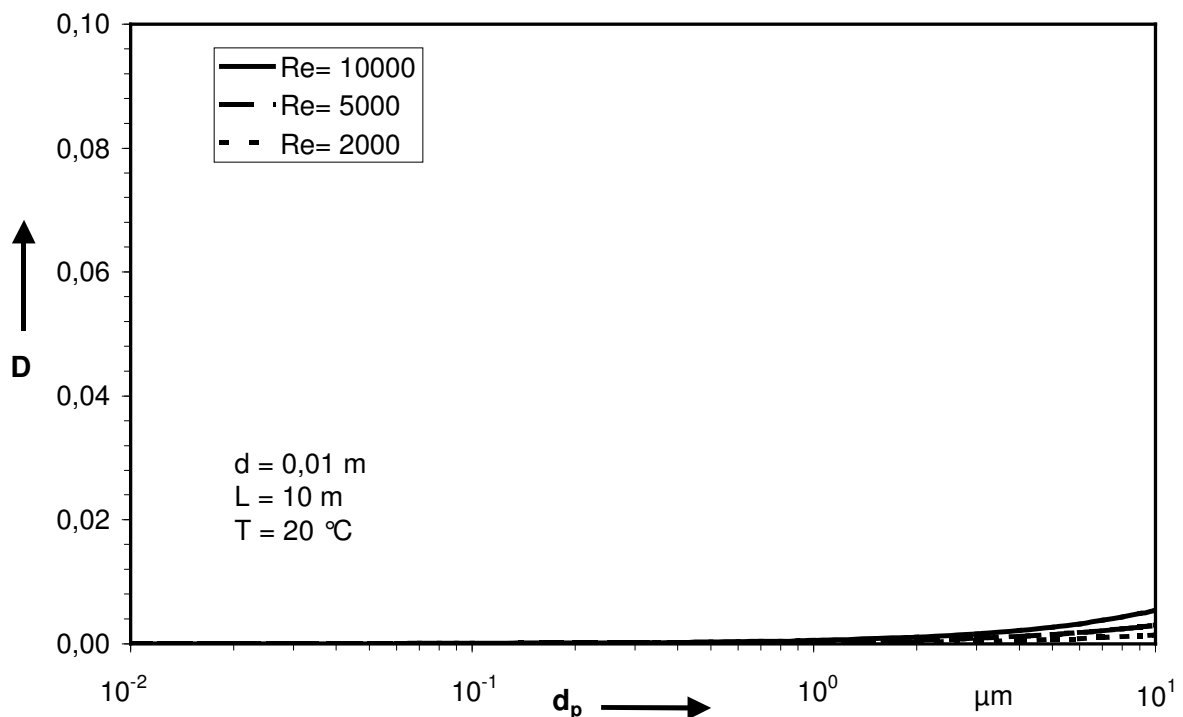
Die analytisch ermittelten Ergebnisse zeigen, dass der Einfluss der Scherkräfte auf die Partikeldeposition in Rohrleitungen sowohl bei laminarer als auch bei turbulenter Strömung zu vernachlässigen ist. Für laminare Strömung durch Rohrleitungen zeigt Abbildung 2.13 die Deposition in Abhängigkeit vom Partikeldurchmesser und der Reynoldszahl (Rohrlänge 10 m, Rohrdurchmesser 10 mm). Der Einfluss der Scherkräfte wird durch die Variation der Reynoldszahl (50; 500; 2000) dargestellt, denn eine höhere Reynoldszahl geht mit einer stärkeren Ausprägung des Geschwindigkeitsgradienten und damit größeren Scherkräften einher. Es wird deutlich, dass für den laminaren Bereich selbst bei hohen Reynoldszahlen von 2.000 die Deposition vernachlässigbar ist.



**Abb. 2.13:** Abscheidegrad als Funktion des Partikeldurchmessers für verschiedene Reynoldszahlen unter Berücksichtigung der Scherkraft in laminaren Strömungen

Für den Fall der turbulenten Strömung gibt es im Wandbereich im Vergleich zur laminaren Strömung zwar einen deutlich ausgeprägteren Geschwindigkeitsgradienten. Dieser Bereich ist aufgrund des sogenannten Kolbenprofils jedoch wesentlich enger als bei der laminaren Strömung. Bestimmend für die Deposition aufgrund von Scherkraft ist die Abscheidegeschwindigkeit aufgrund von Scherkraft am Übergang des turbulenten Kerns zur viskosen Wandschicht. Doch auch hier sind Scherkräfte für submikrone Partikel zu vernachlässigen. Das zeigt Abbildung 2.14.

Darin werden für ein zehn Meter langes Rohr mit einem Durchmesser von zehn Millimetern die Abscheidegrade für turbulente Strömungen mit Reynoldszahlen von 2.000, 5.000 und 10.000 dargestellt. Deutlich ist zu erkennen, dass für submikrone Partikel der Einfluss der Scherkraft auf die Partikelabscheidung vernachlässigt werden kann, während für Partikel größer als zehn Mikrometer der Einfluss der Scherkraft nicht mehr vernachlässigt werden kann. Im Übergangsbereich zwischen einem und zehn Mikrometern hängt es von der Reynoldszahl ab, inwieweit die Scherkraft berücksichtigt werden muss.

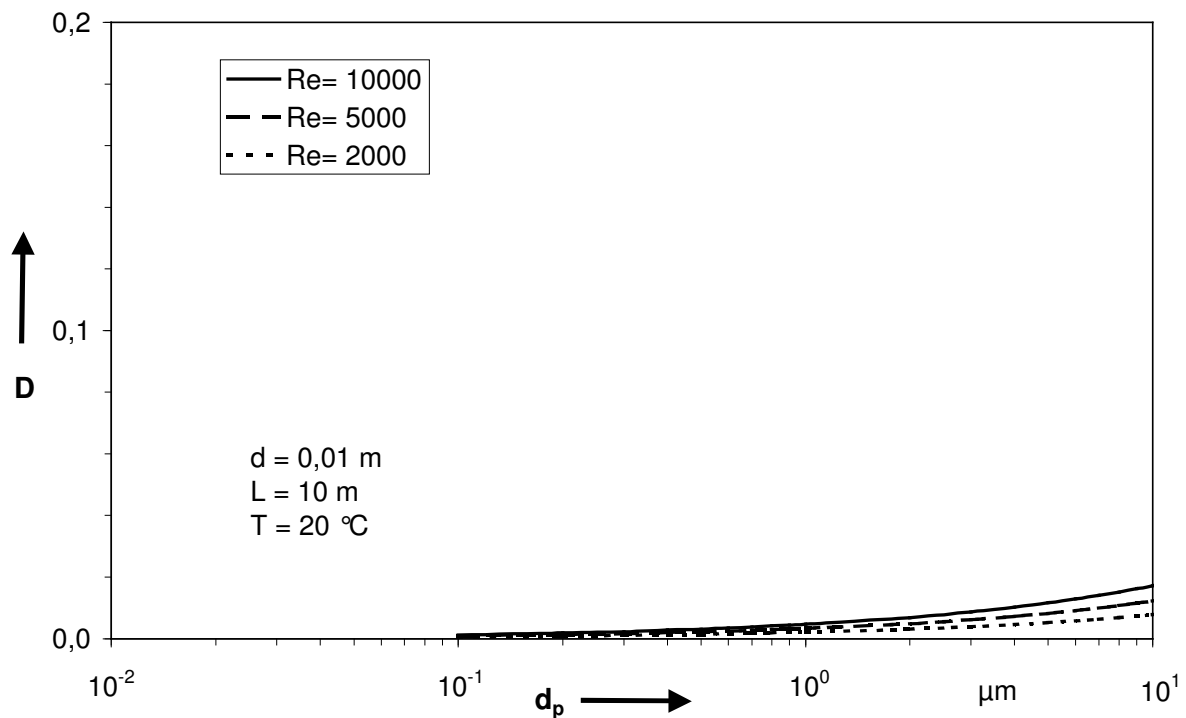


**Abb. 2.14:** Abscheidegrad als Funktion des Partikeldurchmessers für verschiedene Reynoldszahlen unter Berücksichtigung der Scherkraft in turbulenten Strömungen

Zur Ermittlung der Penetrationsrate unter alleiniger Berücksichtigung der Scherkraft werden folgende vereinfachende Annahmen getroffen:

- Geschwindigkeits- und Konzentrationsgrenzschicht sind gleich groß,
- die Dicke der Geschwindigkeitsgrenzschicht lässt sich nach Gleichung 2.3 berechnen,
- im turbulenten Kern der Strömung hängt die Partikelkonzentration nur von der axialen Komponente  $z$  ab, nicht aber von der radialen Komponente  $r$ ,
- das Geschwindigkeitsprofil der Strömung kann mittels 1/7-Gesetz von Blasius hinreichend beschrieben werden.

Um zu unterstreichen, dass die Scherkraft für die in dieser Arbeit betrachteten Fälle nur eine zu vernachlässigende Rolle spielt, wurde ein worst-case-Szenario berechnet. Es wurde dabei von der Annahme ausgegangen, die Depositionsgeschwindigkeit aufgrund von Scherkraft entspräche im ganzen Rohrquerschnitt der im Wandbereich. Es ist aber deutlich ersichtlich, dass selbst in diesem, für den Partikeltransport ungünstigsten Fall, die Scherkraft nur eine untergeordnete Rolle spielt (Abbildung 2.15) und Scherkraft deswegen als Abscheidemechanismus für gasgetragene Partikel vernachlässigt werden kann.



**Abb. 2.15:** Abscheidegrade aufgrund von Scherkraft für verschiedene Reynoldszahlen in turbulenten Strömungen bei unrealen Depositionsgeschwindigkeiten.

### 2.1.12 Koagulation

Unter Koagulation wird das Zusammengehen von Partikeln aufgrund von interpartikulären Wechselwirkungen verstanden. Die Masse der Partikel bleibt insgesamt erhalten, es ändert sich nur deren Anzahlkonzentration. Die Bedeutung der Koagulation liegt vor allem darin, dass mit dem durch die Koagulation bedingten Größenwachstum der Partikel ihre Eigenschaften verändert werden; so nimmt z. B. der Einfluss von Interzeption, Sedimentation und Impaktion mit steigender Größe der Partikel zu, während die Bedeutung der Diffusion abnimmt. Weiterhin kann durch Koagulation die äußere Gestalt der Partikel geändert werden. Die Koagulation zweier sphärischer Partikel kann zu einem resultierenden Partikel führen, dessen Gestalt sich stark von denen seiner Ausgangspartikel unterscheidet.



Damit zwischen zwei Partikeln Koagulation stattfinden kann, müssen diese eine voneinander unterschiedliche Geschwindigkeit besitzen. Je nach Ursache für diese Geschwindigkeitsdifferenz wird zwischen Brownscher Koagulation, Gravitationskoagulation und turbulenter Koagulation unterschieden.

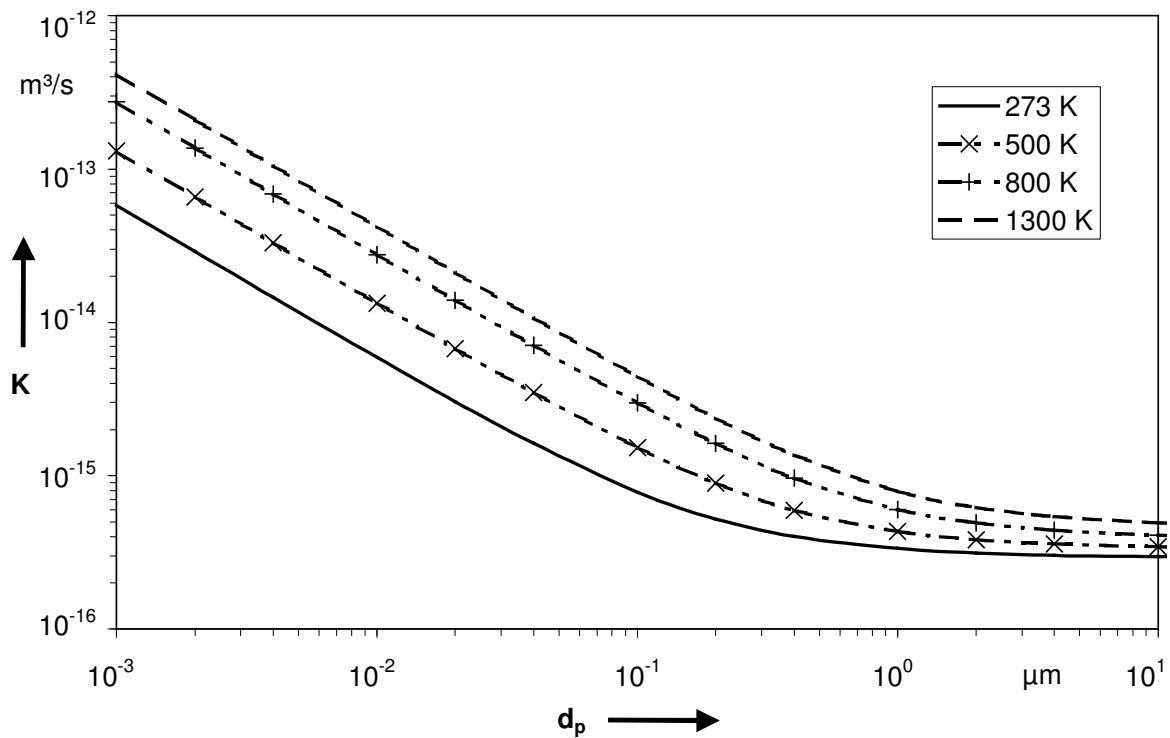
Die Anzahlkonzentration  $c_N$  zu einem beliebigen Zeitpunkt  $t$  lässt sich aus der Anfangsanzahlkonzentration  $c_{N0}$  mit Hilfe der Smoluchowski-Beziehung ermitteln (Hinds (1982)). Diese Beziehung lautet:

$$\frac{c_N}{c_{N0}} = \frac{1}{1 + K \cdot c_{N0} \cdot t}. \quad (2.61)$$

Die Koagulationskonstante  $K$  ist gegeben durch:

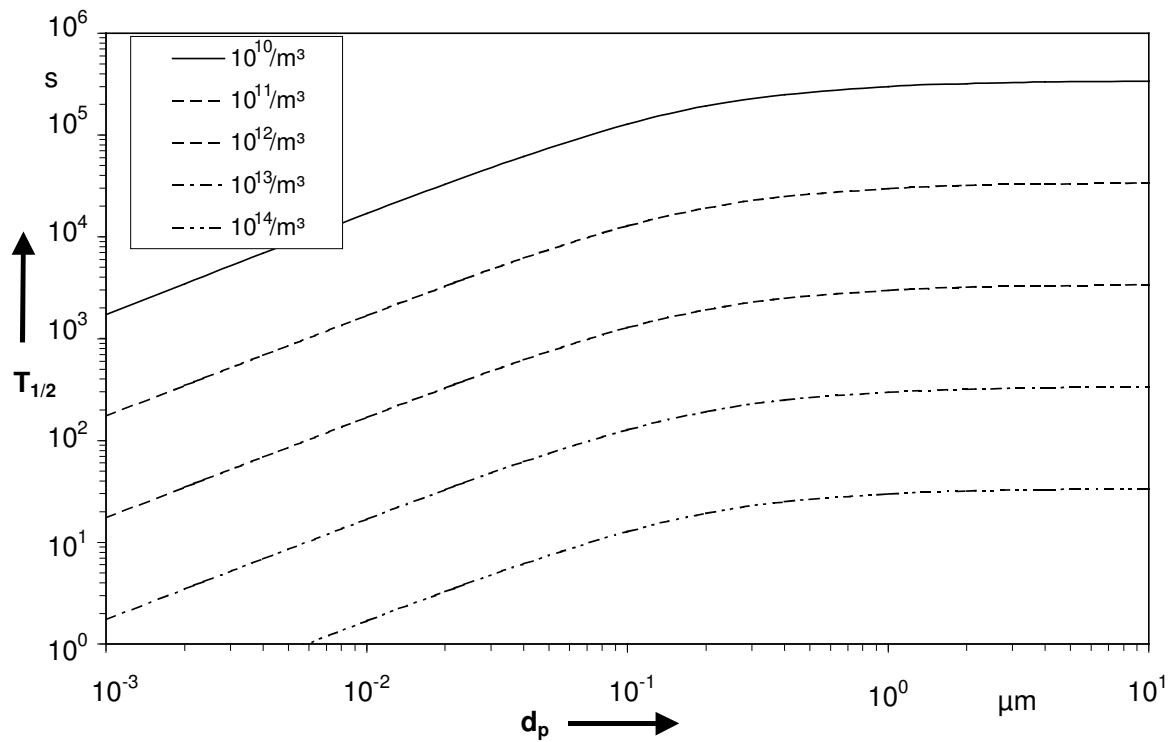
$$K = \frac{4 \cdot k_B \cdot T \cdot C_S}{3 \cdot \eta}. \quad (2.62)$$

Ihre Abhängigkeit von Partikeldurchmesser und Temperatur zeigt Abbildung 2.16. Mit steigendem Partikeldurchmesser nimmt die Koagulationskonstante ab, bis sie für Werte größer  $1 \mu\text{m}$  einen nahezu konstanten Wert erreicht. Mit steigender Temperatur nimmt auch der Wert der Koagulationskonstanten zu.

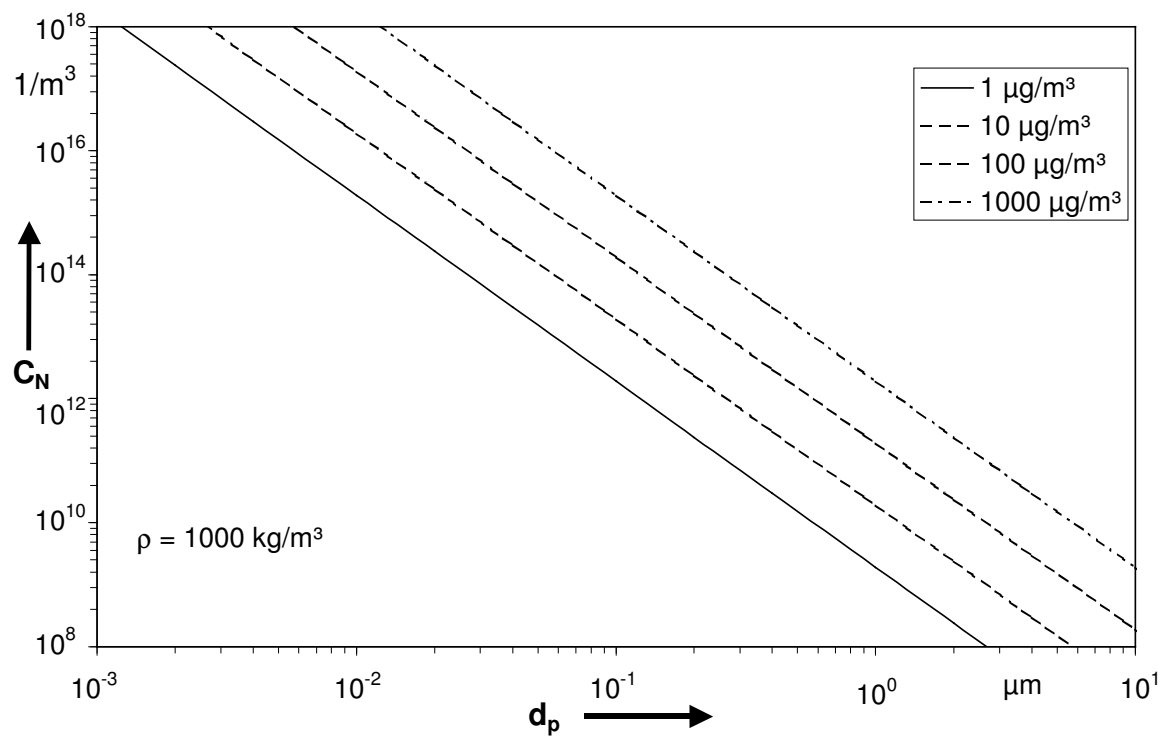


**Abb. 2.16:** Koagulationskonstante als Funktion des Partikeldurchmessers und der Temperatur

Für die Partikelabscheidung aufgrund von Koagulation hat sich gezeigt, dass für supermikrone Partikel der Partikeldurchmesser keinen Einfluss auf die Halbwertszeit hat. Ausschlaggebend ist hier die Partikelkonzentration. Die nachfolgende Abbildung 2.17 zeigt, in welcher Zeit  $T_{1/2}$  sich aufgrund von Koagulation die Partikelanzahl um die Hälfte verringert (Halbwertszeit). Die Beziehung zwischen Massenkonzentrationen, Partikeldurchmesser  $d_p$  und Anzahlkonzentration  $C_N$  ist in Abbildung 2.18 dargestellt.



**Abb. 2.17:** Halbwertszeit als Funktion von Partikeldurchmesser und Konzentration



**Abb. 2.18:** Anzahlkonzentration  $C_N$  als Funktion von Partikeldurchmesser und Massenkonzentration

Um die Koagulationswahrscheinlichkeit zu verringern, muss die Verweilzeit  $\bar{t}$  im System minimiert werden, wie auch aus Gleichung 2.60 zu ersehen ist. Dies kann durch eine Erhöhung des Volumenstroms oder durch eine Verringerung des Leitungsquerschnitts erfolgen. Dies hat allerdings eine Erhöhung der Reynoldszahl zur Folge, da bei konstantem Volumenstrom die Reynoldszahl umgekehrt proportional zum Rohrdurchmesser ist. Yoder und Silverman (1967) haben jedoch herausgefunden, dass in einem dynamischen System im Vergleich zu einem statischen System mit um Größenordnungen höheren Koagulationsraten zu rechnen ist und das mit größer werdender Reynoldszahl die Koagulationsrate wächst. Eine andere Möglichkeit, die Koagulationsrate zu verringern, ist die Verdünnung der genommenen Probe. Durch die damit verbundene Senkung der Anzahlkonzentration  $C_N$  sinkt die Koagulationswahrscheinlichkeit.

Abschließend ist zu bemerken, dass aufgrund der geringen Verweilzeit der Probe im System und der zu erwartenden niedrigen Partikelkonzentrationen die Koagulation für den Partikeltransport durch Rohrleitungen nur eine untergeordnete Rolle spielt, so dass sie bei der Überprüfung gefilterten Abgases vernachlässigt werden darf.

### 2.1.13 Gleichzeitiges Wirken mehrerer Abscheidemechanismen

Werden in der Theorie die einzelnen Abscheidemechanismen hauptsächlich isoliert betrachtet, so kann in der Praxis diese getrennte Betrachtungsweise nicht beibehalten werden, sofern nicht einzelne Mechanismen ausgeschlossen oder vernachlässigt werden können. Vielmehr müssen das Zusammenwirken mehrerer Mechanismen und deren mögliche gegenseitige Beeinflussung berücksichtigt werden. Dies kann durch eine rein mathematische Betrachtung geschehen oder durch eine analytische Betrachtung, inwieweit einzelne Abscheidevorgänge sich gegenseitig beeinflussen.

Der einfachere mathematische Weg gestattet es, aus zwei Einzelabscheidegraden  $D_1$  und  $D_2$  einen Gesamtabseidegrad  $D_{12}$  zu ermitteln. Dabei wird kein Bezug auf physikalische Modelle genommen. Der Ansatz nach Brockmann (1993) lautet folgendermaßen:

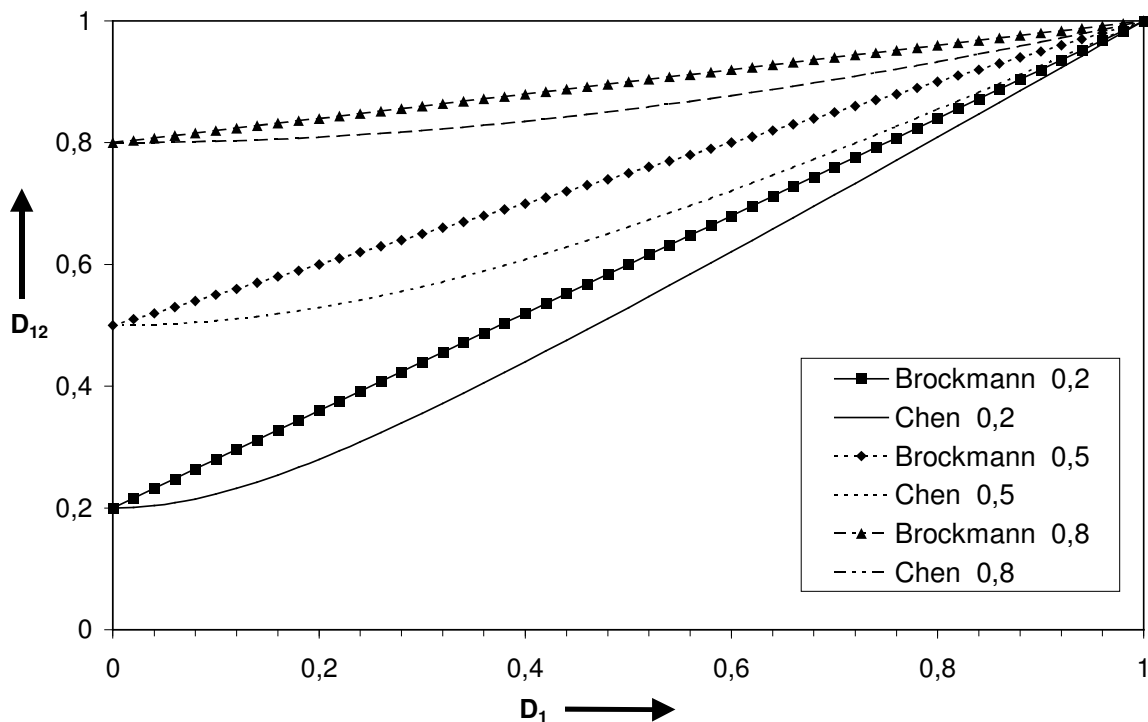
$$D_{12} = D_1 + D_2 - D_1 \cdot D_2. \quad (2.63)$$

Der sich ergebende Gesamtabscheidegrad liegt zwischen den einzelnen Abscheidegraden, kann also niemals den Wert null unter- oder den Wert eins überschreiten. Müssen mehr als zwei Einzelabscheidegrade berücksichtigt werden, ist schrittweise vorzugehen.

Aufgrund ihrer Einschätzung, dass die Vorgehensweise von Brockmann (1993) generell zu hohe Werte liefert, wird von Chen und Yu (1993) ein anderer Ansatz vorgeschlagen:

$$D_{12} = \sqrt{D_1^2 + D_2^2 - (D_1 \cdot D_2)^2}. \quad (2.64)$$

Es ist ersichtlich, dass der Ansatz nach Chen und Yu (1993) im Randbereich ( $D_i = 0$  bzw.  $D_i = 1$ ) gleiche Ergebnisse wie der Ansatz von Brockmann (1993) liefert, bei den Zwischenwerten aber niedriger liegt. Beide Ansätze haben gemein, dass sie keine Gültigkeitsgrenzen bezüglich des Partikeldurchmessers aufweisen. Ein Vergleich der beiden Ansätze ist in Abbildung 2.19 dargestellt. Dort ist der Gesamtabscheidegrad  $D_{12}$  als Funktion eines Einzelabscheidegrades  $D_1$  zu sehen, während der andere Einzelabscheidegrad  $D_2$  konstant gehalten wird.

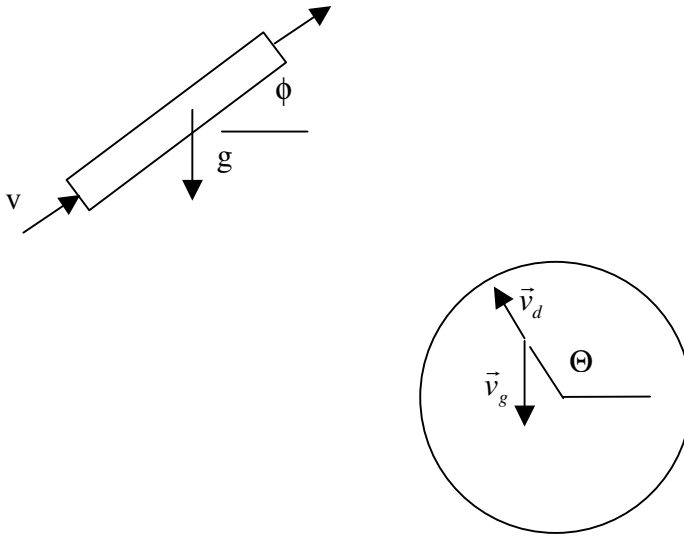


**Abb. 2.19:** Verlauf des Gesamtabscheidegrades zweier Wirkungsmechanismen bei bekannten Einzelabscheidegraden

Der gemeinsame Nachteil beider Ansätze liegt im fehlenden physikalischen Hintergrund. So wird durch jeden rein rechnerischen Ansatz zur Ermittlung der Abscheidung aufgrund des Einwirkens mehrerer Mechanismen nicht berücksichtigt, ob einzelne Mechanismen sich gegenseitig verstärken oder aufheben. Dieser Nachteil wird bei der physikalischen Vorgehensweise vermieden. Es wird berücksichtigt, ob einzelne Abscheidemechanismen isoliert voneinander betrachtet werden können oder ob sie sich gegenseitig beeinflussen. Im einfachsten Fall findet keine gegenseitige Beeinflussung statt. Dann können die einzelnen Partikeldepositionsgeschwindigkeiten  $v_d$  zu einer resultierenden Depositionsgeschwindigkeit addiert werden. Ansonsten ist der Sachverhalt wesentlich komplexer. Dies wird am Beispiel der Gravitation in einem geneigten Rohr in Verbindung mit einem weiteren Mechanismus dargestellt (Anand und McFarland (1989), McFarland et al. (1991), Anand et al. (1992), Anand et al. (1993)).

Der Abscheidemechanismus der Gravitation ist, wie schon in diesem Kapitel dargelegt, im Gegensatz zu den anderen Mechanismen nicht rotationssymmetrisch,

sondern wirkt nur in Richtung des Kraftfeldes der Erde. Daher behindert die Gravitation sogar oberhalb der Rohrachse eine Deposition.



**Abb. 2.20:** Auswirkung der Gravitation auf die Deposition von Partikeln

Auf massebehaftete Teilchen wirkt neben anderen Kräften auch eine Gravitationskraft  $F_g$ , die ab einer bestimmten Partikelmasse nicht mehr vernachlässigt werden darf. Werden die durch die anderen Depositionsmechanismen hervorgerufenen Depositionsgeschwindigkeiten zu einer einzigen Geschwindigkeit  $v_d$  zusammengefasst, so ergibt sich eine resultierende Geschwindigkeit  $v_{res}$  zu:

$$v_{res} = v_d - v_g \cdot \sin \Theta \quad (2.65)$$

mit der gravitationsbedingten Depositionsgeschwindigkeit

$$v_g = \frac{C_S \cdot \rho_P \cdot g \cdot d_P^2}{18 \cdot \eta} \cdot \sin \phi. \quad (2.66)$$

Aufgrund der Abhängigkeit vom Winkel  $\Theta$  muß die effektive Depositionsgeschwindigkeit durch Integration ermittelt werden:

$$v_{eff} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} (v_d - v_g \cdot \sin \Theta) d\Theta. \quad (2.67)$$

Diese Gleichung gilt nur unter der Einschränkung, dass die Beziehung

$$v_d - v_g \cdot \sin \Theta > 0 \quad (2.68)$$

erfüllt ist. Ist diese Bedingung nicht erfüllt, wird sie für die entsprechenden Abschnitte gleich null gesetzt, da sonst die physikalisch unsinnige Forderung erfüllt sein müsste, dass Partikel von außen die Rohrwand durchdringen.

Definiert man den kritischen Winkel  $\Theta_c$  als den Winkel, bei dem

$$v_d - v_g \cdot \sin \Theta = 0$$

gilt, so beträgt dieser:

$$\Theta_c = \arcsin \frac{v_d}{v_g}. \quad (2.69)$$

Damit ergibt sich für die effektive Depositionsgeschwindigkeit (Anand et al. (1992)):

$$v_{\text{eff}} = \frac{v_d \Theta_c}{\pi} + \frac{v_d}{2} + \frac{v_g \cos \Theta_c}{\pi}. \quad (2.70)$$

### 2.2 Optimale Durchdringung

Optimale Durchdringung liegt vor, wenn ein Minimum an Partikelabscheidung stattfindet. Die Bedingungen zur optimalen Durchdringung wurden schon von Thomas (1967), Ström (1972) und Anand und McFarland (1989) untersucht, sie kamen jedoch zu stark abweichenden Ergebnissen. So wurde von Thomas (1967) eine laminare Strömung mit einer Reynoldszahl von 1.200 als optimal erachtet, während für Ström (1972) das Optimum eine turbulente Strömung mit einer Reynoldszahl von 2.800 darstellte. Anand und McFarland (1989) bzw. Wong et al. (1996) stellten hingegen fest, dass ein optimaler Durchdringungsgrad von Partikel- und Rohrdurchmesser abhängig ist.

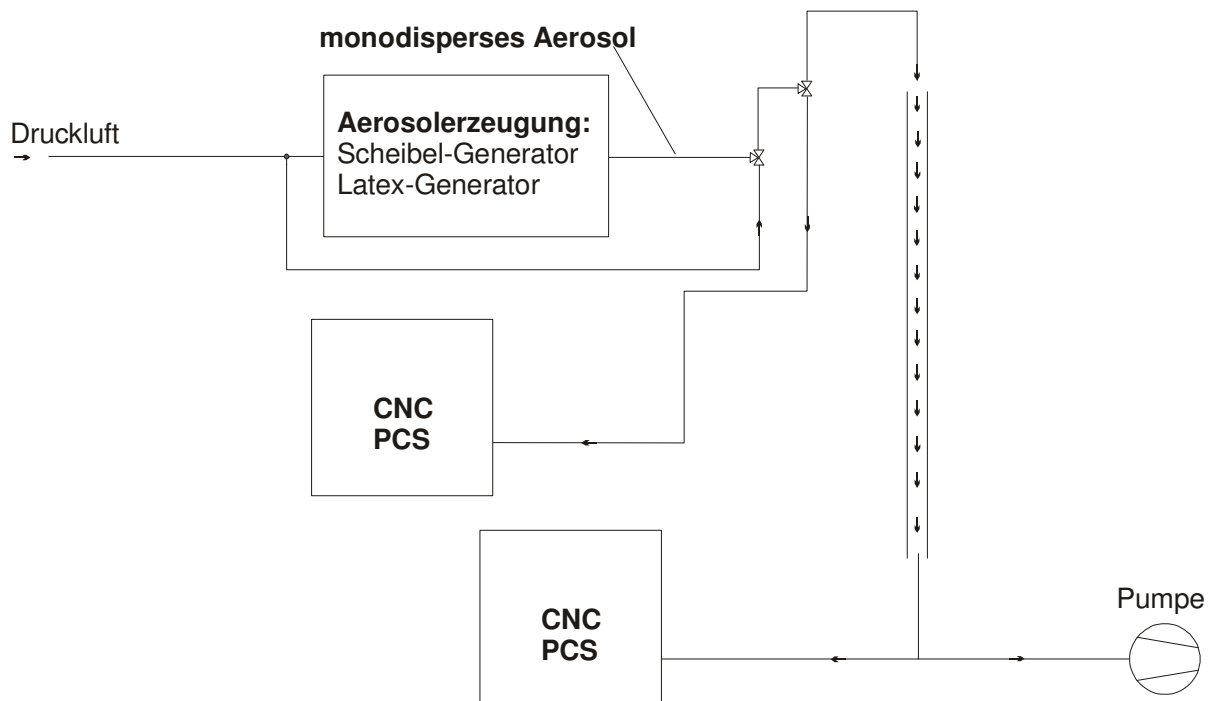


### 3 Methodik

#### 3.1 Experimentelle Vorgehensweise

##### 3.1.1 Versuchsaufbau

Zur experimentellen Untersuchung von Partikelverlusten in Rohrleitungen wurde die abgebildete Versuchsanlage aufgebaut (Abbildung 3.1). Sie bestand aus Partikelbereitstellung (Druckluftversorgung, Partikelgenerator und Vorlagebehälter), Partikeltransport (Rohrleitungen und Pumpe mit Drosseleinrichtung) und Partikelmessung (Vorrichtungen zur Teilstromentnahme und Partikelmessgerät). In der Anlage wurden zunächst Partikel einer definierten Größe generiert. Vor Eintritt in den Bereich Partikeltransport, d. h. in die Messstrecke, wurde ein Teilstrom entnommen und über eine 20 cm lange Rohrstrecke dem Partikelmessgerät zugeführt. Die Messstrecke bildeten Rohrleitungen aus Kupfer oder Stahl mit verschiedenen Durchmessern (6, 8, 10 und 12 mm), wie sie in der Partikelmesstechnik üblich sind. Nach Austritt aus der Messstrecke wurde erneut ein Teilstrom entnommen und wiederum dem Messgerät über die 20 cm lange Rohrstrecke zugeführt.



**Abb. 3.1:** Versuchsaufbau

#### 3.1.2 Versuchsdurchführung

##### 3.1.2.1 Aerosolgenerierung und -bereitstellung

Als Partikelmaterial wurden monodisperse Polystyrol-Latex-Kugeln verwendet, die aus einer Suspension heraus zerstäubt und getrocknet wurden. Im Hinblick auf die untersuchte Fragestellung wurden Partikeldurchmesser von 1,43  $\mu\text{m}$  bis 6  $\mu\text{m}$  verwendet. Zur Herstellung der verdünnten Latexsuspension wurde in einem zum Partikelgenerator gehörenden Vorratsbehälter eine konzentrierte Latexsuspension mit deionisiertem Wasser verdünnt. Der Vorratsbehälter mit der verdünnten Latexsuspension wurde dann für mindestens eine halbe Stunde in ein Ultraschallbad gegeben; zur gleichmäßigen Verteilung der Partikel in der Suspension bei einem Partikeldurchmesser von 1,43  $\mu\text{m}$ . Mit wachsendem Partikeldurchmesser wurde dabei eine längere Aufenthaltszeit im Ultraschallbad notwendig (bis zu 60 Minuten bei einem Partikeldurchmesser von 6  $\mu\text{m}$ ). Danach erst erfolgte der Einbau des Vorratsbehälters in den Aerosolgenerator.

Mit Druckluft wurde die Suspension zerstäubt. Das so erzeugte Aerosol wurde kontinuierlich in einen Vorlagebehälter eingespeist. Aus diesem Vorlagebehälter, der über einen filternden Abscheider mit der Umgebung verbunden war, wurde, ebenfalls kontinuierlich, ein Strom abgesaugt. Da der Volumenstrom der Absaugpumpe wesentlich größer war als der Volumenstrom des Partikelgenerators, musste zur Durchführung der Versuche gereinigte Umgebungsluft zugeführt werden. Das Volumen des Vorlagebehälters bewirkte eine Totzeit. Je nach eingestelltem Volumenstrom betrug die durchschnittliche Verweilzeit im Behälter zwischen zwölf und 20 Sekunden. Um aufbauspezifische Unregelmäßigkeiten zu vermeiden, wurden die Messungen erst 15 Minuten nach dem Beginn der Partikeleinspeisung gestartet.

Die mit einer konstanten Partikelbeladung versehene Strömung wurde für die Untersuchungen durch das jeweilige Untersuchungsobjekt, ein zwei Meter langes Rohr, geleitet. Durch Verwendung von Rohrleitungen mit verschiedenen Durchmessern konnte der Versuchsaufbau flexibel den notwendigen Untersuchungen angepasst werden.

Um für die zu untersuchenden Partikel den Einfluss der Gravitation auszuschließen, wurde das jeweilige Rohr senkrecht in Richtung der Schwerkraft durchströmt. Unmittelbar am Anfang und am Ende der Rohrleitung befanden sich T-Stücke mit Probenahmestutzen zum Anschluss der Partikelmessgeräte. Der jeweils entnommene Teilstrom zu den Partikelmessgeräten war um Größenordnungen kleiner als der Hauptvolumenstrom durch die Rohrleitung. Das experimentelle Ziel, den Einfluss des Rohrleitungsdurchmessers und der Strömungsgeschwindigkeit (ausgedrückt durch die Reynoldszahl) auf die Partikelabscheidung untersuchen zu können, wurde durch Verwendung von Rohrleitungen verschiedenen Durchmessers und der drosselbaren Pumpe erreicht. Dadurch konnte der Abscheidemechanismus der Wirbelträgheit untersucht werden.

#### **3.1.2.2 Vorgehensweise bei den Messungen**

##### **Gewährleistung der Partikelanzahlkonstanz**

Da jeweils nur ein Partikelzählgerät einer bestimmten Bauart (Lasair bzw. PALAS-PCS1000) zur Verfügung stand, konnte entweder nur die Partikelanzahl beim Eintritt in die Versuchsstrecke oder beim Austritt aus der Versuchsstrecke ermittelt werden. Unabdingbar zum Erzielen reproduzierbarer Ergebnisse war die Konstanz der erzeugten Partikelanzahl, zumindest über den Versuchszeitraum von ca. 30 bis 60 Minuten.

Zur Überprüfung wurden Vorversuche mit dem Latex-Generator durchgeführt. Diese beinhalteten folgendes:

- Einspeisung von Partikeln über einen Zeitraum von bis zu zwei Stunden;
- Erfassung der Totzeit.

Es zeigte sich, dass die Konstanz der Partikelanzahlkonzentration bei Partikeln mit einem Durchmesser von 6  $\mu\text{m}$  über einen Zeitraum von 40 Minuten gewährleistet werden konnte; bei Partikeln mit einem Durchmesser von 1,43  $\mu\text{m}$  betrug dieser Zeitraum sogar mehr als zwei Stunden. Die Abweichung der Partikelanzahl gegenüber dem Mittelwert betrug in diesen Zeiträumen weniger als 10 Prozent.

Weiterhin zeigte sich, dass nach ungefähr 3 bis 5 Minuten nach Einspeisebeginn die Partikelanzahl eine akzeptable Konstanz mit einer Abweichung der Partikelanzahlkonzentration kleiner 5 % erreicht hatte.

Während eines Versuches wurden jeweils an beiden Enden des zu untersuchenden Rohres Teilströme entnommen. Um zu gewährleisten, dass die Auswahl der Reihenfolge keinen Einfluss auf die Messergebnisse hat, wurden die Messreihen abwechselnd am oberen oder unteren Ende des Untersuchungsobjekts gestartet. Erfasst wurden bei den experimentellen Untersuchungen die Partikelanzahlen pro Zeiteinheit. Dies geschah sowohl am Eintritt in die als auch am Austritt aus der Versuchsstrecke. Unter der Annahme einer zeitlich konstanten Partikelanzahl konnte somit das Verhältnis der Partikelanzahl am Rohraustritt zur Partikelanzahl am Rohreintritt als Penetrationsgrad  $P$  berechnet werden. Wird eine konstante Depositionsgeschwindigkeit der Partikel vorausgesetzt, so können die Partikeldepositionsgeschwindigkeit  $v_d$  und die dimensionslose Partikeldepositionsgeschwindigkeit  $v_d^+$  ermittelt werden.

#### **Ausschluss elektrophoretischer und weiterer Effekte**

Um ausschließen zu können, dass elektrophoretische Effekte die Untersuchungen zur Wirbelträgheit beeinflussten, wurden Vorversuche mit laminarer Durchströmung der jeweiligen Rohrleitungen durchgeführt. Dabei ergaben sich vernachlässigbare Partikelverluste in der Rohrleitung, die sich unterhalb der Messunsicherheit bewegten. Da für die zu untersuchenden Partikeldurchmesser  $> 1 \mu\text{m}$  Diffusion ausgeschlossen wurde, entsprach dieses Ergebnis den Erwartungen. Demzufolge konnten im Rahmen dieser Arbeit nicht untersuchte Abscheidemechanismen, wie z. B. die Elektrophorese aufgrund einer eventuellen elektrostatischen Aufladung bei der Aerosolgenerierung, für die weiteren Versuche ausgeschlossen werden.

#### **3.1.2.3 Experimentelle Ergebnisse**

Bei der turbulenten Durchströmung der jeweiligen Rohre mit unterschiedlichem Durchmesser kam es erwartungsgemäß zu unterschiedlich großen Partikelabschei-

dungen. Untersucht wurde im einzelnen der Einfluss der Parameter Rohrdurchmesser, Strömungsgeschwindigkeit und Reynoldszahl auf die Partikelabscheidung. Die Ergebnisse werden in Form der dimensionslosen Partikeldepositionsgeschwindigkeit  $v_d^+$  als Funktion der dimensionslosen Partikelrelaxationszeit  $\tau^+$  dargestellt, um die Vergleichbarkeit mit Literaturdaten zu gewährleisten. In die dimensionslose Partikelrelaxationszeit geht der Partikeldurchmesser zum Quadrat ein. Zur Verdeutlichung werden diese Größen in Abhängigkeit von den Ausgangsgrößen an dieser Stelle aufgeführt:

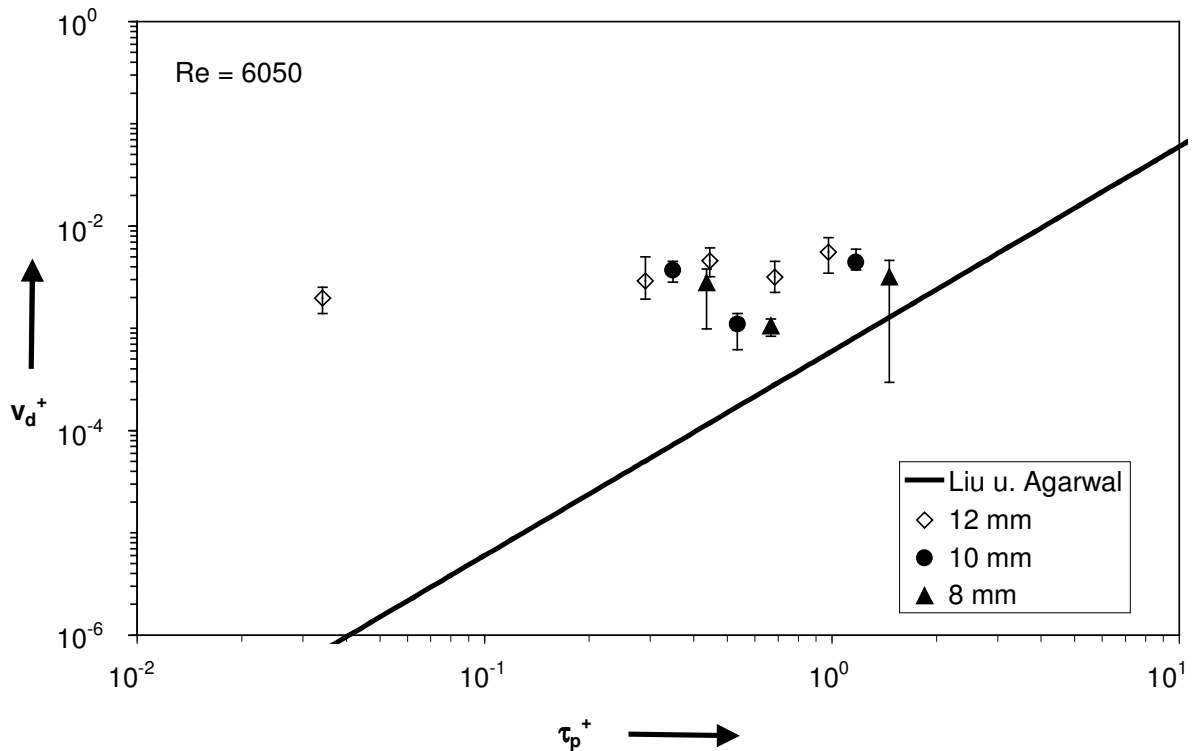
$$\tau^+ = \frac{\tau \cdot v^{*2}}{v}, \quad (3.1)$$

$$v_d^+ = \frac{v_d}{v^*}. \quad (3.2)$$

#### **Wirbelträchtigkeit - Untersuchung des Einflusses des Rohrdurchmessers**

In einem ersten Schritt wurde überprüft, inwieweit der verwendete Rohrdurchmesser bei einer konstanten Reynoldszahl Einfluss auf die Partikeldeposition hat. Dazu wurden Rohrleitungen verschiedener Durchmesser verwendet. Um die Reynoldszahl konstant zu halten, wurde der Volumenstrom durch Drosselung verändert. Abbildung 3.2 zeigt, dass der verwendete Rohrdurchmesser keine Auswirkungen auf die Abscheiderate bei konstanter Reynoldszahl hat. Aufgetragen ist die dimensionslose Partikeldepositionsgeschwindigkeit als Funktion der dimensionslosen Partikelrelaxationszeit. Zum Vergleich ist der Ansatz von Liu und Agarwal (1974) den Messwerten gegenübergestellt.

Für  $\tau_p^+ < 1$  ergibt sich eine nahezu konstante Depositionsgeschwindigkeit unabhängig vom Rohrdurchmesser, während der Ansatz von Liu und Agarwal (1974) mit kleiner werdendem  $\tau_p^+$  von abfallenden Werten ausgeht. Eine Deutung dieser und anderer Ergebnisse erfolgt im nachfolgenden Kapitel 4.



**Abb. 3.2:** Einfluss des Rohrdurchmessers auf die Partikeldeposition bei konstanter Reynoldszahl von 6.050; Messwerte und theoretisch nach Liu und Agarwal (1974) ermittelte Werte

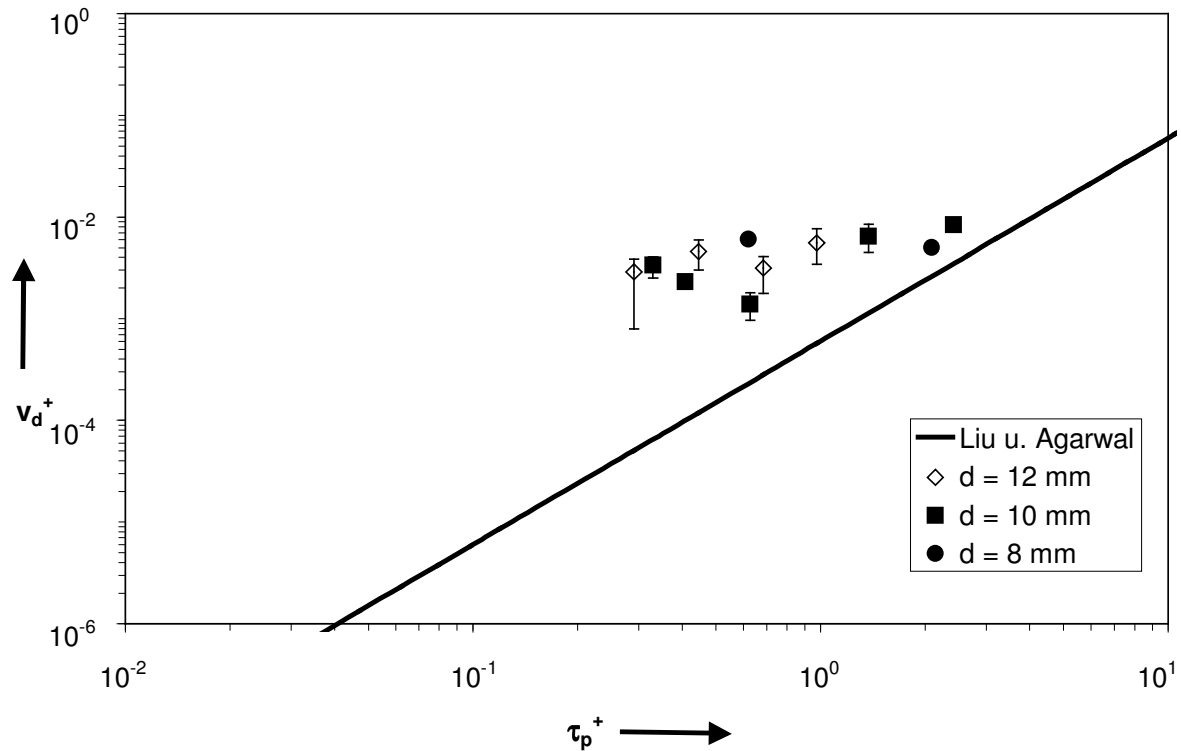
### Untersuchung des Einflusses der Reynoldszahl

Zur Untersuchung des Einflusses der Reynoldszahl auf die Partikeldeposition in der turbulent durchströmten Rohrleitung wurden Versuche an Rohrleitungen verschiedenen Durchmessers jedoch bei konstantem Volumenstrom durchgeführt.

Abbildung 3.3 zeigt die Ergebnisse der Untersuchung des Einflusses der Reynoldszahl auf die Abscheiderate. Es ist kein Einfluss der Reynoldszahl festzustellen, wenn der Volumenstrom konstant ist und nur der Rohrdurchmesser verändert wird.

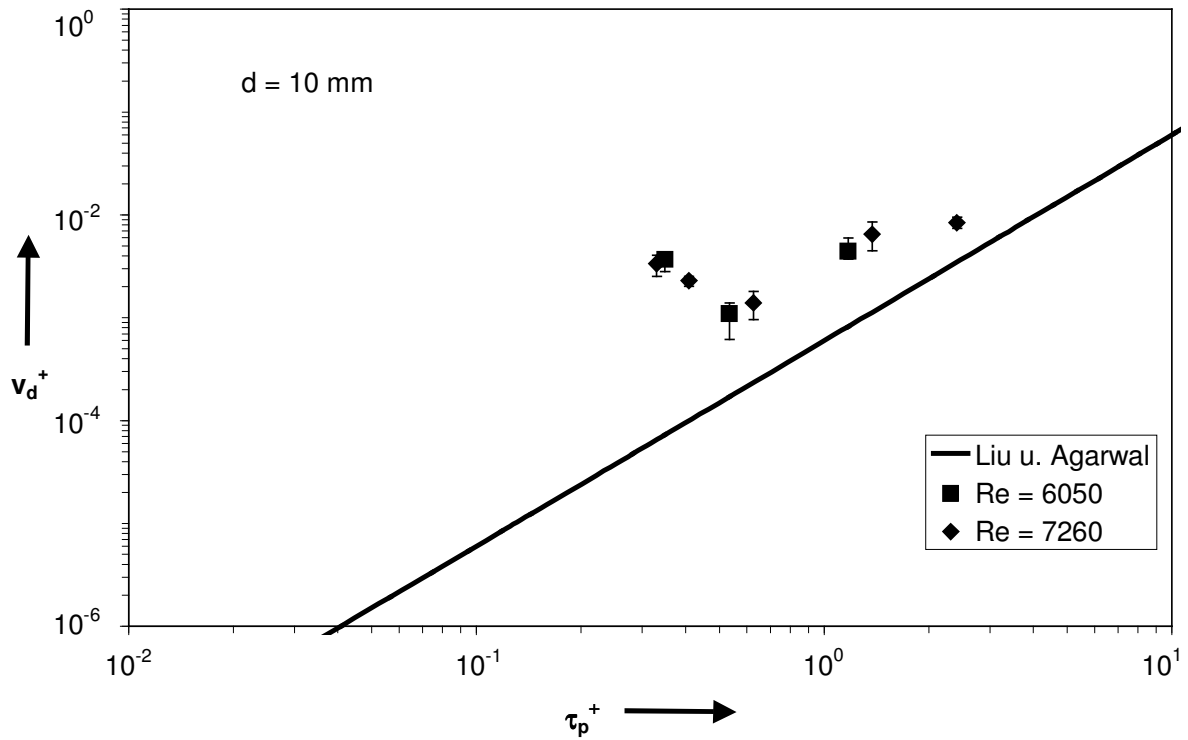
Analog zu den Parameterstudien bezüglich des Einflusses des Rohrdurchmessers und damit den Anteil der Grenzschicht bei konstanter Reynoldszahl auf die Partikelabscheidung ist auch bei einer Variation des Rohrdurchmessers bei konstantem Volumenstrom kein Einfluss des verwendeten Rohrdurchmessers zu

erkennen. Auch in diesem Fall liegen die experimentellen Daten deutlich über den von Liu und Agarwal (1974) vorhergesagten Werten.

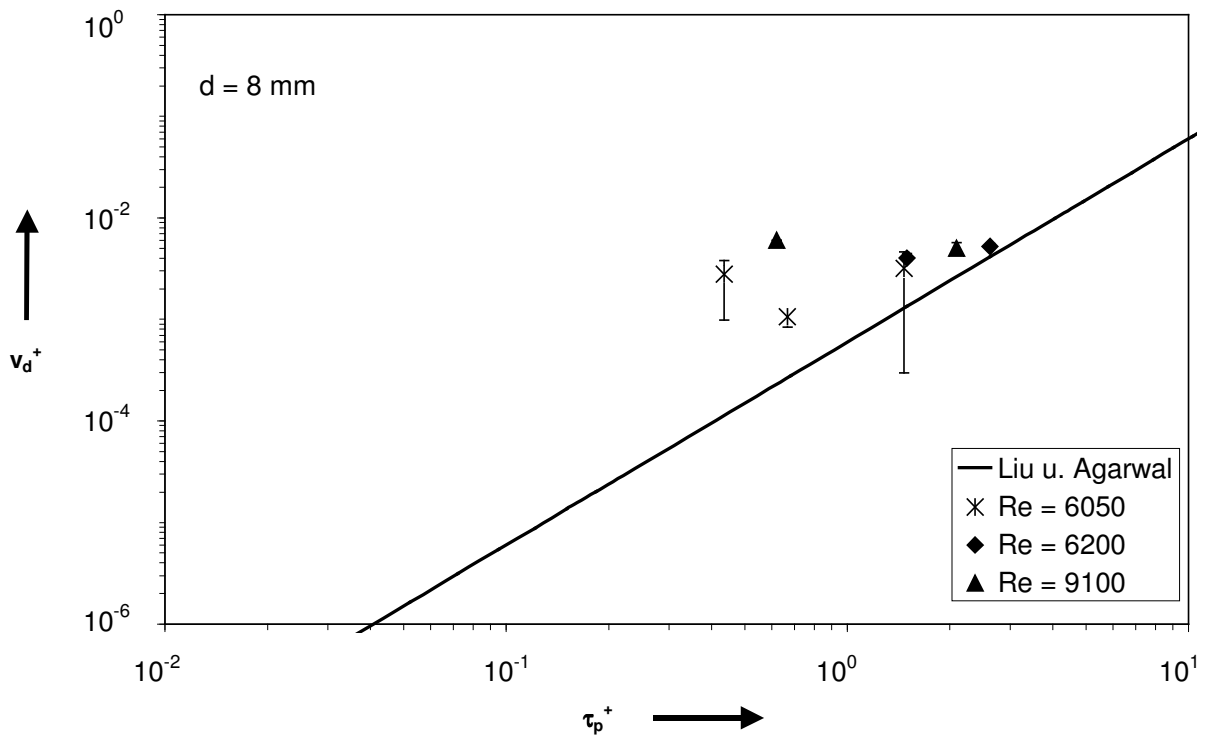


**Abb. 3.3:** Einfluss der Reynoldszahl auf die Partikeldeposition bei konstantem Volumenstrom

Wurde, wie in den Abbildungen 3.4 und 3.5 dargestellt, bei konstantem Rohrdurchmesser ( $d = 10$  mm bzw.  $d = 8$  mm) der Volumenstrom und somit die Reynoldszahl verändert, waren auch keine Veränderungen bezüglich der Depositionsgeschwindigkeit feststellbar. Erneut lagen die gemessenen Werte über den nach Liu und Agarwal (1974) berechneten.



**Abb. 3.4:** Einfluss der Reynoldszahl auf die Partikeldeposition bei konstantem Rohrdurchmesser von 10 mm



**Abb. 3.5:** Einfluss der Reynoldszahl auf die Partikeldeposition bei konstantem Rohrdurchmesser von 8 mm



### 3.2 Numerisches Modell zur Berechnung der Partikelabscheidung in turbulenten Rohrströmungen

Zu berechnen sind Differentialgleichungen zur Bestimmung

- des Geschwindigkeitsfeldes der Strömung im Rohr,
- des Temperaturfeldes im Rohr,
- des Konzentrationsfeldes der Partikel in der Strömung.

Zur Berechnung der oben erwähnten Felder müssen der Impulssatz, der Energiesatz und die Beziehung für den Partikeltransport (Friedlander (1977)) gelöst werden.

#### 3.2.1 Impulssatz

Wird von einer erzwungenen Konvektion unter der Annahme konstanter Viskosität und Inkompressibilität des Fluids ausgegangen, so lautet die Beziehung für die axiale Geschwindigkeitskomponente (z-Komponente)  $v_z$ :

$$\rho \cdot \left( v_r \cdot \frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{\partial v_z}{\partial \vartheta} + v_z \cdot \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p}{\partial z} + \eta \cdot \left[ \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \right] + \rho \cdot g_z. \quad (3.3)$$

Bei einer stationären Strömung und einem vernachlässigbaren Einfluss der Gravitation vereinfacht sich die Gleichung wie folgt:

$$v_r \cdot \frac{\partial v_z}{\partial r} + v_z \cdot \frac{\partial v_z}{\partial z} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \cdot \left( \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \right). \quad (3.4)$$

Für die radiale Komponente gilt:

$$\rho \cdot \left( v_r \cdot \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{\partial v_r}{\partial \vartheta} + v_z \cdot \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p}{\partial r} + \eta \cdot \left[ \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r \cdot v_r) \right) + \frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2} \right] + \rho \cdot g_r. \quad (3.5)$$

Durch Vereinfachungen analog zu Gleichung 3.4 ergibt sich:

$$v_r \cdot \frac{\partial v_r}{\partial r} + v_z \cdot \frac{\partial v_r}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + v_{\text{eff}} \cdot \left( \frac{\partial^2 v_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2} \right). \quad (3.6)$$

Durch Verwendung der effektiven kinematischen Viskosität  $v_{\text{eff}}$  wird die Turbulenz in den Transportvorgängen berücksichtigt.

### 3.2.2 Energiebilanz

Das Temperaturfeld lässt sich mittels des ersten Hauptsatzes der Thermodynamik (Energieerhaltungssatz) ermitteln. Für eine inkompressible, rotationssymmetrische, stationäre Strömung ohne Energiequellen und -senken gilt:

$$\rho \left( v_z \frac{\partial T}{\partial z} + v_r \frac{\partial T}{\partial r} \right) = \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\lambda_g}{c_p} \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\lambda_g}{c_p} \frac{\partial T}{\partial r} \right). \quad (3.7)$$

Durch die Verwendung gemittelter Stoffgrößen kann Gleichung 3.7 weiter vereinfacht werden:

$$v_z \frac{\partial T}{\partial z} + v_r \frac{\partial T}{\partial r} = a \left( \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right). \quad (3.8)$$

Die Temperaturleitfähigkeit  $a$  wird berechnet aus

$$a = \frac{\lambda_g}{\rho_g c_p}. \quad (3.9)$$

### 3.2.3 Partikeltransport

Die General Dynamic Equation (GDE) nach Friedlander (1977) dient zur Beschreibung aerosoldynamischer Prozesse. Sie ist die Bilanzgleichung zur Massenerhaltung der Partikelphase analog zur Energie- und Impulsbilanz:

$$v_z \cdot \frac{\partial n_p}{\partial z} + v_r \cdot \frac{\partial n_p}{\partial r} = D \cdot \left[ \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left( r \cdot \frac{\partial n_p}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 n_p}{\partial z^2} \right] - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r \cdot n_p \cdot \sum c_{\text{ex},r}) - \frac{\partial}{\partial z} (n_p \cdot \sum c_{\text{ex},z}). \quad (3.10)$$

### 3.2.4 Lösungsansatz

Da für diese Beziehungen noch keine umfassende analytische Lösung gefunden wurde, müssen sie numerisch gelöst werden. Aufgrund der Beschränkung durch die Zweidimensionalität des verwendeten Lösungsalgorithmus werden die Berechnungen in Zylinderkoordinaten durchgeführt. Die Beziehungen lassen sich zu folgender generalisierter Gleichung vereinfachen (Patankar (1980)):

$$\nabla(\rho \bar{u}_\phi \phi) = \nabla(\Gamma_\phi \nabla \phi) + S_\phi. \quad (3.11)$$

mit den folgenden Zusammenhängen:

Gleichung	$\phi$	$u_\phi$	$v_\phi$	$\Gamma_\phi$	$S_\phi$
z-Impuls	$v_z$	$v_z$	$v_r$	$v_{\text{eff}}$	$\frac{\partial}{\partial z} \left( v_{\text{eff}} \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( v_{\text{eff}} r \frac{\partial v}{\partial z} \right)$
r-Impuls	$v_r$	$v_z$	$v_r$	$v_{\text{eff}}$	$\frac{\partial}{\partial z} \left( v_{\text{eff}} \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( v_{\text{eff}} r \frac{\partial v}{\partial r} \right) - 2v_{\text{eff}} \frac{v}{r^2}$
Kinetische Energie	$k$	$v_z$	$v_r$	$v_t/\sigma_k$	$G - \rho \varepsilon$
Dissipationsrate	$\varepsilon$	$v_z$	$v_r$	$v_t/\sigma_\varepsilon$	$\frac{\varepsilon}{k} (c_1 G - c_2 \rho \varepsilon)$
Partikel-konzentration	$n_p$	$v_z + c_{\text{ex},z}$	$v_r + c_{\text{ex},r}$	$D_{\text{eff}}$	0

Zur Lösung der Gleichung 3.11 wurde auf einen am Fachgebiet Verfahrenstechnik vorhandenen Lösungsalgorithmus zurückgegriffen. Eine ausführlichere Darstellung des verwendeten Algorithmus ist u. a. bei Stratmann (1992), Schmidt (1994), Gartz et al. (1995), Sager et al. (1997) und Schmidt (2001) zu finden.

## 4 Theoretische Untersuchung

Eine vollständige analytische Lösung der gekoppelten Differentialgleichungen zur Partikel-, Energie- und Impulsbilanz ist nicht zugänglich. Aus diesem Grund werden hier halbempirische Ansätze, die für den praktischen Einsatz besser geeignet sind, vorgestellt.

Bei den nachfolgenden Betrachtungen wird vorausgesetzt, dass die Rohrlänge wesentlich größer ist als der Rohrdurchmesser, wie es in der praktischen Anwendung stets gegeben ist. Dadurch können Störeffekte im Rohreintritt bei der Berechnung vernachlässigt werden.

### 4.1 Thermophoretische Abscheidung

Die Abnahme der Partikelanzahl aufgrund von Thermophorese pro Rohrabschnitt  $dz$  in einem durchströmten Rohr hängt vom Volumenstrom  $V$ , der Partikelanzahl  $N$ , dem Rohrdurchmesser  $d$  und der thermophoretischen Geschwindigkeit  $v_{th}$  ab (siehe Anhang A1):

$$\frac{dN}{dz} = - \frac{\pi \cdot d}{V} \cdot v_{th} \cdot N. \quad (4.1)$$

Temperaturgradienten längs der Rohrachse können in der Regel vernachlässigt werden, da die konvektive Transportgeschwindigkeit der Partikel in technischen Anwendungen wesentlich größer ist als realistische thermophoretische Geschwindigkeiten in Strömungsrichtung.

Die thermophoretische Geschwindigkeit berechnet sich aus thermophoretischem Koeffizienten  $K_{th}$ , kinematischer Viskosität  $\nu$  und Temperatur  $T$  nach Friedlander (1977) wie folgt:

$$v_{th} = -K_{th} \cdot \nu \cdot \frac{\nabla T}{T}. \quad (4.2)$$

Zur Bestimmung des thermophoretischen Koeffizienten  $K_{th}$  als Funktion der Knudsenzahl  $Kn$ , der Cunningham-Slipkorrektur  $C_s$  und der Wärmeleitfähigkeiten von Gas  $\lambda_g$  und Partikel  $\lambda_p$  wird auf den Ansatz von Talbot et al. (1980) zurückgegriffen:

$$K_{th} = \frac{2,294 \cdot \left( \frac{\lambda_g}{\lambda_p} + 2,2 \cdot Kn \right) \cdot C_s}{(1 + 3,438 \cdot Kn) \cdot \left( 1 + 2 \cdot \frac{\lambda_g}{\lambda_p} + 4,4 \cdot Kn \right)}. \quad (4.3)$$

Der Ansatz von Talbot et al. (1980) ist besonders geeignet, da er sowohl für Knudsenzahlen kleiner eins als auch größer eins anwendbar ist; d. h. sowohl für den freimolekularen Bereich als auch für den Kontinuumsbereich.

Da die axiale Komponente der thermophoretischen Geschwindigkeit vernachlässigbar ist, wird der Temperaturgradient vereinfacht dargestellt als Quotient aus dem Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha$  und der Temperaturleitfähigkeit  $\lambda_g$  des Gases multipliziert mit der Differenz aus Wandtemperatur  $T_w$  und mittlerer Temperatur  $\bar{T}$ :

$$\nabla T = \frac{\alpha}{\lambda_g} \cdot (T_w - \bar{T}). \quad (4.4)$$

Der Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha$  wird aus der Nusseltzahl  $Nu$  ermittelt, für die, je nach Anwendungsfall, zahlreiche Lösungsansätze existieren:

$$\alpha = \frac{Nu \cdot \lambda_g}{d}. \quad (4.5)$$

Zur Berechnung des Wärmeübergangs in laminaren Rohrströmungen wird in ingenieurtechnischen Anwendungen auf den Ansatz von Hausen (1959) zurückgegriffen:

$$Nu = 3,66 + \frac{0,19 \left( Re Pr \frac{d}{L} \right)^{0,8}}{1 + 0,117 \left( Re Pr \frac{d}{L} \right)^{0,467}}. \quad (4.6)$$

Analog wird bei turbulenter Rohrströmung der Ansatz von Gnielinski (1975) verwendet:

$$Nu = \frac{\frac{f}{8}(Re-1000)Pr}{1 + 12,7\sqrt{\frac{f}{8}\left(Pr^{\frac{2}{3}}-1\right)}} \left(1 + \left(\frac{d}{L}\right)^{\frac{2}{3}}\right). \quad (4.7)$$

Wird als Bezugstemperatur die Wandtemperatur ( $T_w$ ) gewählt, so ergibt sich für die thermophoretische Geschwindigkeit:

$$v_{th} = -K_{th} \cdot v \cdot \frac{1}{T} \cdot \frac{\alpha}{\lambda_g} \cdot (T_w - \bar{T}). \quad (4.8)$$

Mittels einer differentiellen Wärmebilanz wird die mittlere Temperatur  $\bar{T}(z)$  über den Rohrquerschnitt ermittelt zu:

$$\bar{T}(z) = T_w + (T_e - T_w) \cdot \exp\left(-\frac{\pi \cdot \alpha \cdot d \cdot z}{\rho \cdot V \cdot c_p}\right). \quad (4.9)$$

Die Depositionsrate  $D$  wird bei der Verwendung der Gleichungen 4.1 bis 4.9 folgendermaßen berechnet:

$$D = 1 - \exp\left[K_{th} \cdot Pr \cdot \frac{T_e - T_w}{T_w} \cdot \left(\exp\left(-\frac{\pi \cdot \alpha \cdot d \cdot L}{\rho \cdot V \cdot c_p}\right) - 1\right)\right]. \quad (4.10)$$

## 4.2 Turbulente Diffusion

Für die Berechnung des Partikeltransportes empfiehlt sich nach Schmidt (1994), Schmidt und Sager (2000a) bzw. Sager et al. (2001) die Anwendung der Analogie zwischen Wärme- und Stofftransport. Diese kann nicht nur auf Fluide, sondern auch auf die Partikelphase angewendet werden. Zur Ermittlung der Partikeldepositionsgeschwindigkeit wird dementsprechend die Sherwoodzahl  $Sh$  herangezogen:

$$v_d = \frac{Sh \cdot D_p}{d} \quad (4.11)$$

mit

$$Sh = \frac{\frac{f}{8}(Re - 1000)Sc}{1 + 12,7 \sqrt{\frac{f}{8} \left( Sc^{\frac{2}{3}} - 1 \right)}} \left[ 1 + \left( \frac{d}{L} \right)^{\frac{2}{3}} \right]. \quad (4.12)$$

Mit den Gleichungen 4.11 und 4.12 sowie 4.1 kann der Abscheidegrad durch turbulente Diffusion ermittelt werden:

$$D = 1 - \exp\left(-\frac{\pi \cdot d}{V} \cdot v_d \cdot L\right). \quad (4.13)$$

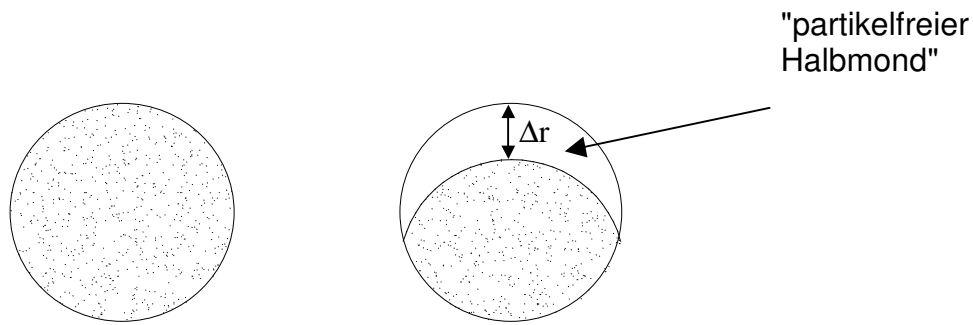
### 4.3 Gravitation

Der hier vorgestellte Ansatz nach Thomas (1958) zur Berechnung der Depositionsgeschwindigkeit aufgrund von Gravitation ist rein mathematischer Natur. Es wird davon ausgegangen, dass die Partikel zu Beginn gleichmäßig über den Rohrquerschnitt verteilt sind und im Anschluss konstant mit der selben Geschwindigkeit sedimentieren. Der "partikelfreie" Bereich des Rohrquerschnittes lässt sich dann wie folgt herleiten: Die Verweilzeit  $\bar{t}$  des partikelbeladenen Gases im System ist der Quotient aus Rohrlänge  $L$  und mittlerer Strömungsgeschwindigkeit  $\bar{v}$ :

$$\bar{t} = \frac{L}{\bar{v}}. \quad (4.14)$$

Die während dieser Verweilzeit zurückgelegte radiale Strecke  $\Delta r$  senkrecht zur Strömungsrichtung lässt sich damit berechnen zu:

$$\Delta r = \frac{C_C \cdot \rho_P \cdot g \cdot d_p^2 \cdot \bar{t}}{18 \cdot \eta}. \quad (4.15)$$



**Abb. 4.1:** Bildung eines „partikelfreien Halbmondes“

Durch die Verschiebung des "partikelbeladenen Kreises" relativ zum Rohrquerschnitt bildet sich ein "partikelfreier Halbmond" (siehe Abbildung 4.1), dessen Fläche im Verhältnis zur Fläche des Rohrquerschnitts den Abscheidegrad angibt. Dieser Halbmond ist die Differenz zweier Kreissegmente, die durch die Schnittpunkte der beiden gegeneinander verschobenen Kreise begrenzt wird. Die Winkel, welche die beiden Kreissegmente umspannen, lassen sich mit

$$\alpha_1 = 2 \cdot \arccos\left(-\frac{\Delta r}{d}\right) \quad (4.16a)$$

$$\alpha_2 = 2 \cdot \arccos\left(\frac{\Delta r}{d}\right) \quad (4.16b)$$

berechnen. Mit Kenntnis der Winkel  $\alpha_i$  können die Flächen der entsprechenden Kreisabschnitte  $A_i$  mit Gleichung 4.17 berechnet werden:

$$A_i = \frac{d^2}{8} \cdot (\alpha_i - \sin(\alpha_i)). \quad (4.17)$$

Die Fläche des „partikelfreien Halbmondes“  $\Delta A$  für den in Abbildung 4.1 dargestellten Fall ergibt sich dann zu:

$$\Delta A = A_1 - A_2. \quad (4.18)$$

Die Depositionsrate durch Gravitation kann dann mit

$$D = \frac{\pi \cdot d^2 - 4 \cdot \Delta A}{\pi \cdot d^2} \quad (4.19)$$

berechnet werden.



#### 4.4 Trägheit

Die isolierte Betrachtung von Trägheitsverlusten innerhalb eines Rohrbogens bei der Berechnung der Abscheidung in einem Probenahmesystem, ohne die geometrische Ausdehnung als Rohrstrecke zu berücksichtigen, wird der Bedeutung des Rohrbogens für das Probenahmesystem nicht gerecht. Insbesondere der Einfluss des Rohrbogens auf submikrone Partikel wird in der Literatur, z. B. im Ansatz von Pui et al. (1987), nicht hinreichend berücksichtigt. Deshalb sollten bei Berechnungen zur Partikelabscheidung in Rohrbögen zumindest turbulente Diffusion und Wirbelträgheit berücksichtigt werden.

Die Trägheitsabscheidung ist wie die Gravitation nicht rotationssymmetrisch. Daher kommt sie besonders bei Richtungsänderungen der Strömung zum Tragen. Besonderes Augenmerk liegt daher auf der Betrachtung von Rohrbögen.



**Abb. 4.2:** Auswirkung der Partikelträgheit auf die Deposition von Partikeln in Rohrbögen

Werden die durch andere Depositionsmechanismen, wie z. B. Diffusion, hervorgerufenen Depositionsgeschwindigkeiten zu einer einzigen Geschwindigkeit  $v_d$  zusammengefasst, so ergibt sich eine punktuelle resultierende Geschwindigkeit  $v_{res}$  zu:

$$v_{res} = v_d - v_r \cdot \sin \Theta. \quad (4.20)$$

Die durch Trägheit hervorgerufene radiale Geschwindigkeit  $v_r$ , die zur Partikelabscheidung führt, kann analytisch nicht exakt bestimmt werden, sie kann aber

vereinfachend als der Quotient aus dem in radialer Richtung zurückgelegtem Weg  $s$  und der mittleren Verweilzeit der Strömung im Rohrbogen  $\bar{t}_{RB}$  angenommen werden:

$$v_r = \frac{\rho_p \cdot d_p^2 \cdot \bar{v} \cdot \sin \varphi}{18 \cdot \eta \cdot \bar{t}}. \quad (4.21)$$

Die mittlere Verweilzeit  $\bar{t}$  wird mit Hilfe des Radius des Rohrbogens  $R$  und der mittleren Strömungsgeschwindigkeit ermittelt:

$$\bar{t} = \frac{\pi \cdot R}{2 \cdot \bar{v}}. \quad (4.22)$$

Mit den Gleichungen 4.21 und 4.22 ergibt sich für die radiale Geschwindigkeit:

$$v_r = \frac{\rho_p \cdot d_p^2 \cdot \bar{v}^2 \cdot \sin \varphi}{9 \cdot \pi \cdot \eta \cdot R}. \quad (4.23)$$

Mit der so ermittelten radialen Geschwindigkeit kann die effektive Depositionsgeschwindigkeit  $v_{eff}$  berechnet werden. Aufgrund der Abhängigkeit vom Winkel  $\Theta$  muss dies durch Integration geschehen:

$$v_{eff} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} (v_d - v_r \cdot \sin \Theta) d\Theta. \quad (4.24)$$

Diese Gleichung gilt nur unter der Einschränkung, dass die Beziehung

$$v_d - v_r \cdot \sin \Theta > 0 \quad (4.25)$$

erfüllt ist. Ist diese Bedingung nicht erfüllt, wird sie für die entsprechenden Abschnitte gleich null gesetzt, da sonst die physikalisch unsinnige Forderung erfüllt sein müsste, dass Partikel von außen die Rohrwand durchdringen.

Definiert man den kritischen Winkel  $\Theta_c$  als den Winkel, bei dem

$$v_d - v_r \cdot \sin \Theta = 0 \quad (4.26)$$

gilt, so beträgt dieser:

$$\Theta_c = \arcsin \frac{v_d}{v_r}. \quad (4.27)$$

Damit wird für die effektive Depositionsgeschwindigkeit aufgrund von Trägheit in Rohrbögen folgender Zusammenhang hergeleitet:

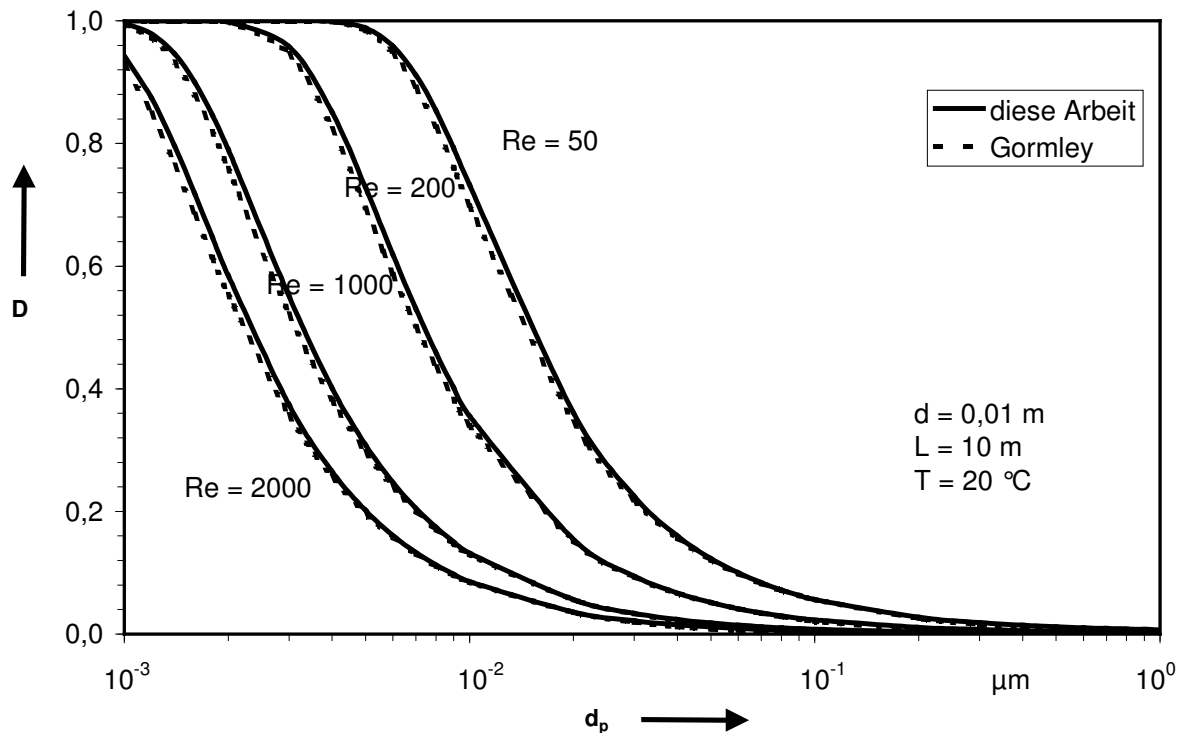
$$v_{\text{eff}} = \frac{v_d \Theta_c}{\pi} + \frac{v_d}{2} + \frac{v_r \cos \Theta_c}{\pi}. \quad (4.28)$$

## 5 Diskussion der Ergebnisse

### 5.1 Konvektiv-diffusive Partikelabscheidung

Zur Berechnung der Partikelabscheidung aufgrund von Konvektion/Diffusion wurde in Kapitel 4.2 die halb empirische Beziehung (Gleichung 4.12) vorgestellt, die auf eigenen Berechnungsansätzen beruht. Mit ihr lassen sich auch Literaturwerte ausgezeichnet beschreiben, siehe Abbildung 5.1. Darin wird die Depositionsrate in Abhängigkeit vom Partikeldurchmesser dargestellt; einmal mit der hier vorgestellten, auf der Analogie zwischen Wärme- und Stoffaustausch beruhenden, Gleichung 4.12, und einmal mit der Gleichung von Gormley und Kennedy (1949) bzw. Thomas (1967). Die untersuchte Geometrie ist ein 10 Meter langes, gerades Rohr mit einem Rohrdurchmesser von 10 mm. Die überprüften Reynoldszahlen betrugen 50, 200, 1.000 und 2.000.

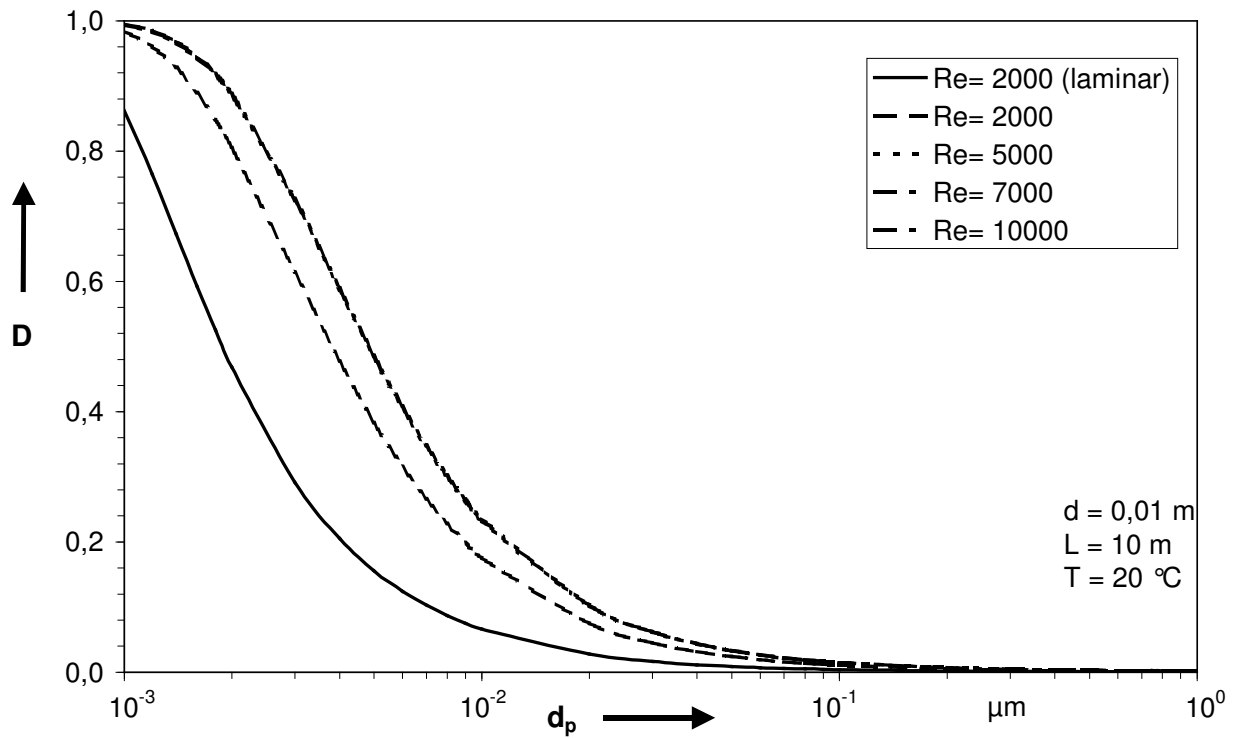
Die Übereinstimmung ist sehr gut, für sämtliche verwendeten Reynoldszahlen lässt sich über den gesamten Partikeldurchmesserbereich eine sehr gute Deckung mit den auf experimentellen Daten beruhenden Gleichungen von Gormley und Kennedy (1949) feststellen. Der Fehler beträgt weniger als ein Prozent, teilweise liegen die entsprechenden Kurven übereinander. Dies ist vor allem vor dem Hintergrund von Bedeutung, dass beide Gleichungen auf vollständig voneinander abweichenden Grundlagen beruhen.



**Abb. 5.1:** Abscheidung bei laminarer Rohrströmung

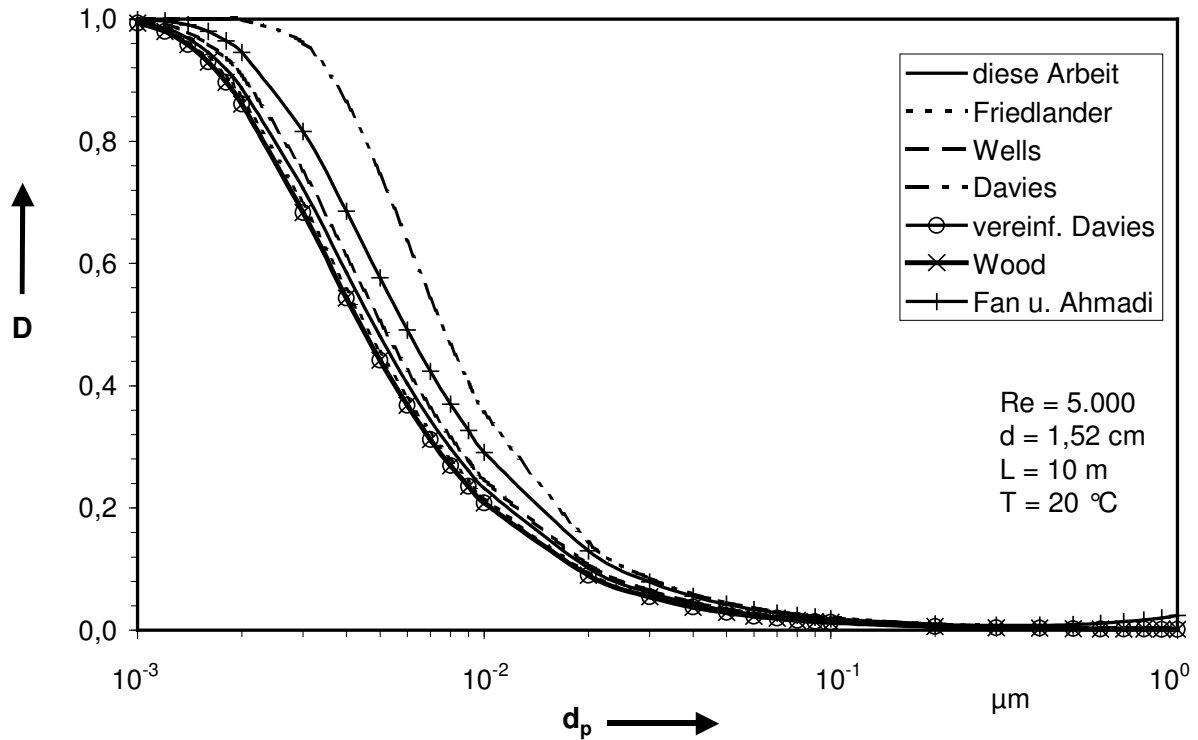
Für die gleiche Geometrie werden in Abbildung 5.2 die Ergebnisse für eine laminare und eine turbulente Strömung bei gleicher Strömungsgeschwindigkeit ( $Re = 2.000$ ) dargestellt. Zur Verdeutlichung sind die Kurven für  $Re = 5.000$ ,  $7.000$  und  $10.000$  mit in das Diagramm aufgenommen worden. So ist deutlich zu erkennen, dass eine um den Faktor 5 erhöhte Strömungsgeschwindigkeit einen geringeren Einfluss auf das Abscheideverhalten der Partikel hat als der Unterschied zwischen laminarer und turbulenter Strömung.

Unterschiede zwischen  $Re = 5.000$ ,  $7.000$  und  $10.000$  sind nicht zu erkennen. Das lässt sich dadurch erklären, dass die Auswirkungen der durch die erhöhte Reynoldszahl intensiveren Austauschprozesse durch die geringere Verweilzeit im System ausgeglichen wird.



**Abb. 5.2:** Abscheidung bei verschiedenen Reynoldszahlen – Vergleich zwischen laminarer und turbulenter Strömung

Weitere Ansätze zur Berechnung der Partikelabscheidung infolge turbulenter Diffusion werden in Abbildung 5.3 dargestellt. Bei den gegebenen Rahmenbedingungen ist eine sehr gute Übereinstimmung zwischen dem eigenen Ansatz und den verschiedenen bekannten Theorien zu erkennen.



**Abb. 5.3:** Abscheidung bei turbulenter Rohrströmung – Vergleich verschiedener Modelle

## 5.2 Wirbelträgheit

Die Problematik der Wirbelträgheit ist in zahlreichen Abhandlungen diskutiert worden, ohne dass ein allgemeingültiges Modell vorgestellt werden konnte. Daher war ein Untersuchungsschwerpunkt dieser Arbeit die Partikelabscheidung aufgrund von Wirbelträgheit; dieser Abscheidemechanismus wurde sowohl theoretisch als auch experimentell untersucht.

Nach dem Ansatz von Liu und Agarwal (1974) ist zwar die Depositionsgeschwindigkeit in der dimensionslosen Form nur vom Quadrat der dimensionslosen Partikelrelaxationszeit abhängig (siehe Gleichung 2.57), überführt man die Beziehung jedoch in ihre dimensionsbehaftete Form, so ergibt sich folgende Gleichung:

$$v_d = \frac{1 \cdot 10^{-4}}{54} \cdot \frac{d_p^4 \cdot \rho_p^2}{\eta^2 \cdot v^2} \cdot \left( \bar{v} \cdot \sqrt{\frac{\xi}{8}} \right)^5 \quad (5.1)$$

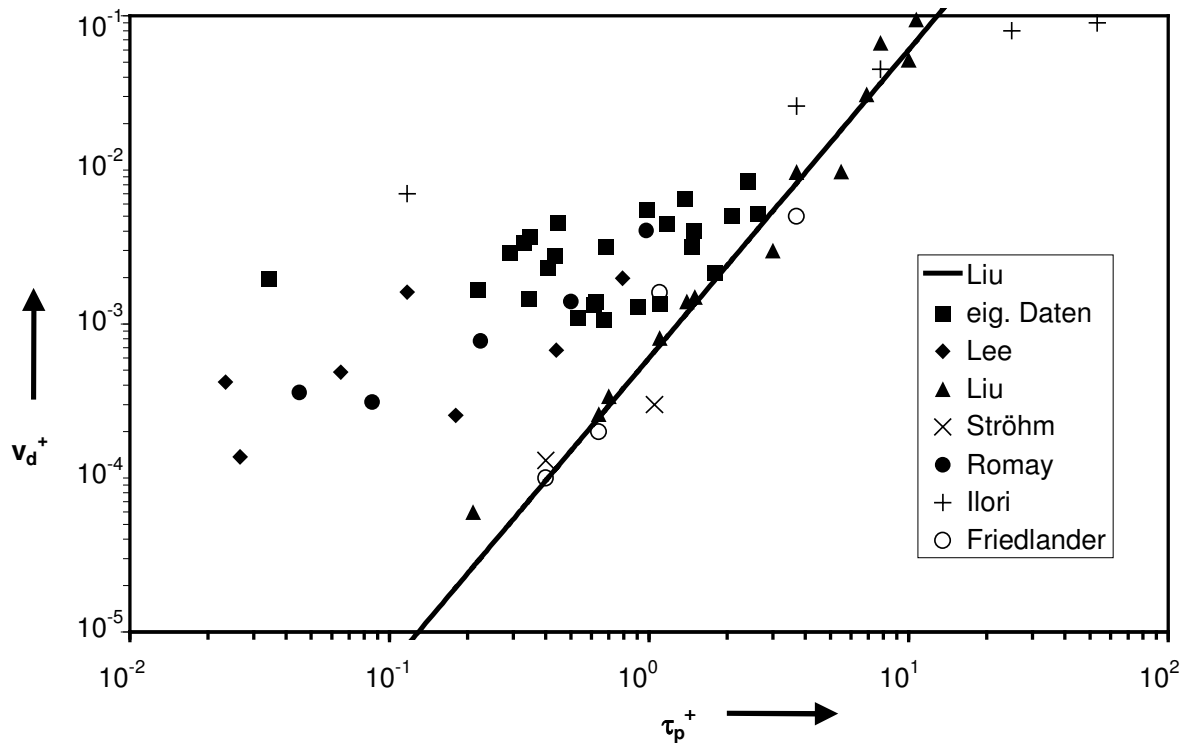
Ersetzt man den Widerstandsbeiwert  $\xi$  durch den in Gleichung 2.4 vorgestellten Ausdruck, so bedeutet das für die Depositionsgeschwindigkeit:

$$v_d = \frac{1 \cdot 10^{-4}}{54} \cdot \frac{d_p^4 \cdot \rho_p^2}{\eta^2 \cdot v^2} \cdot \left( \bar{v} \cdot \sqrt{\frac{1}{8 \cdot \left( 1,82 \cdot \lg\left(\frac{\bar{v} \cdot d}{v}\right) - 1,64 \right)^2}} \right)^5 \quad (5.2)$$

Das bedeutet, dass hohe Strömungsgeschwindigkeiten zu vermeiden sind. Die Berücksichtigung der vierten Potenz des Partikeldurchmessers weist darauf hin, dass ab einer bestimmten Partikelgröße die Wirbelträgheit der maßgebliche Abscheidemechanismus in turbulent durchströmten Rohrleitungen ist.

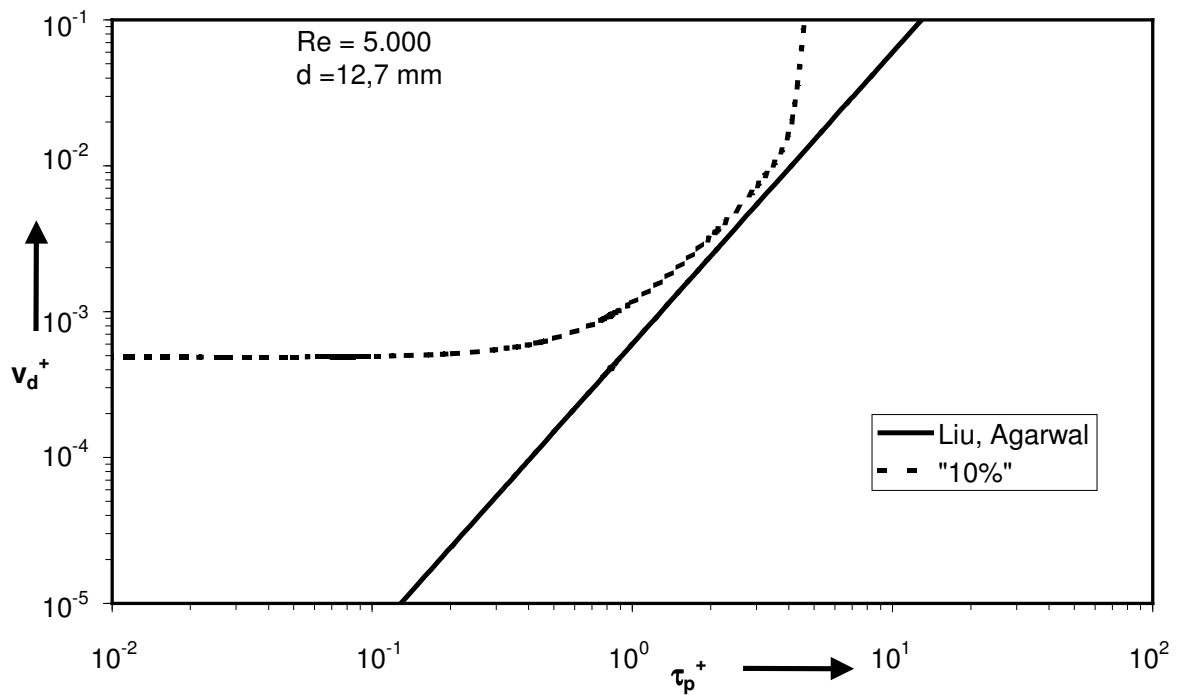
Bei der Betrachtung der eigenen Messwerte, der von verschiedenen Autoren in Experimenten beobachteten Depositionsgeschwindigkeiten und mit dem Ansatz von Liu und Agarwal (1974) berechneten Werten lässt sich feststellen, dass die Werte von Liu und Agarwal (1974) eine untere Schranke darstellen. Eine exaktere Aussage ist nicht möglich, da die experimentellen Daten teilweise um zwei Größenordnungen auseinander liegen (Abbildung 5.4).





**Abb. 5.4:** Abhängigkeit der dimensionslosen Partikeldepositionsgeschwindigkeit von der Partikelrelaxationszeit; der Ansatz von Liu im Vergleich mit den Daten verschiedener Autoren

Hierbei ist zu berücksichtigen, dass der Messfehler gerade bei niedrigen Depositionsgeschwindigkeiten starke Auswirkungen auf die Partikeldeposition hat. Je geringer die Depositionsgeschwindigkeit ist, desto größer sind die Auswirkungen eines möglichen Messfehlers. Hierzu zeigt Abbildung 5.5 die Auswirkung eines absoluten Messfehlers von 10 Prozent (in der Partikelmessstechnik allgemein akzeptiert) auf die Betrachtung der Partikeldeposition nach Liu und Agarwal (1974). Nur in einem engen Bereich ( $0,5 < \tau_p^+ < 50$ ) ist die Auswirkung dieses Messfehlers zu vernachlässigen. Insbesondere für submikrone Partikel ( $\tau_p^+ < 0,1$ ) weichen die entsprechenden Kurven sehr stark voneinander ab. Das bedeutet für alle im Rahmen dieser Arbeit interessierenden Partikelgrößen, dass das Modell von Liu und Agarwal (1974) zur Vorhersage der Partikelabscheidung in der bekannten Form ungeeignet ist.

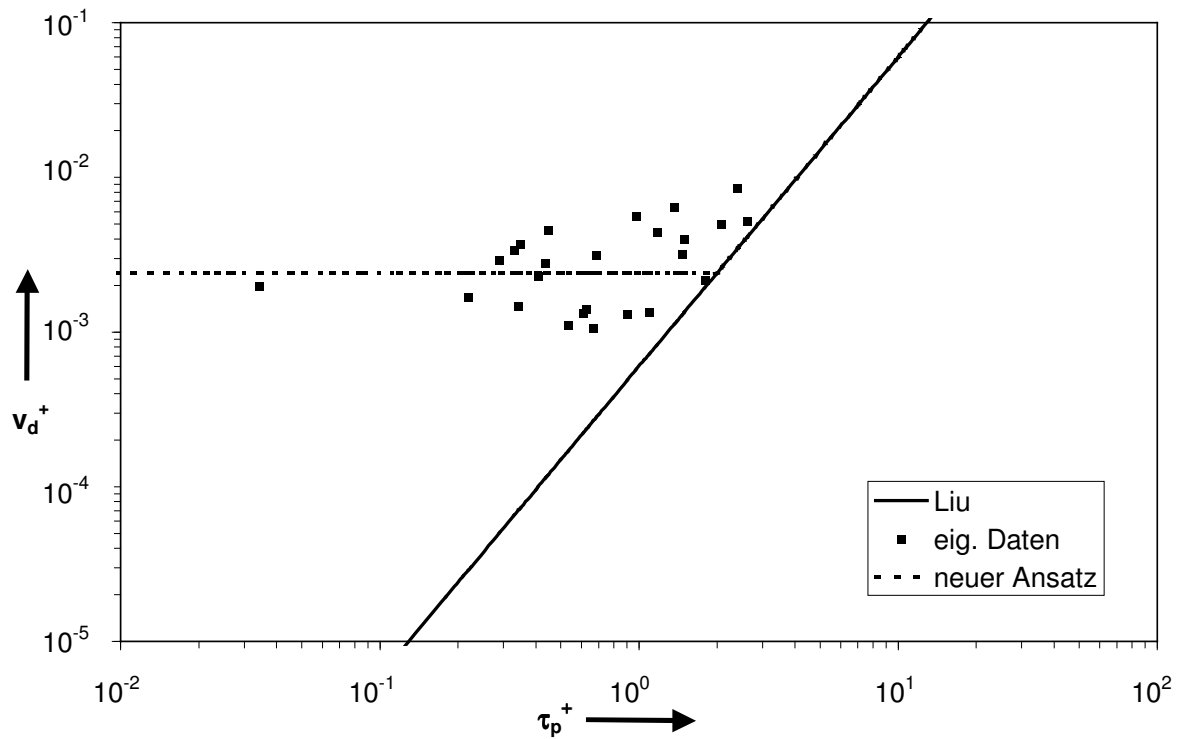


**Abb. 5.5:** Abhängigkeit der dimensionslosen Depositionsgeschwindigkeit von der dimensionslosen Partikelrelaxationszeit nach Liu und Agarwal (1974) und Fehlerbereich bei einem angenommenen Messfehler von 10 Prozent

Die eigenen experimentellen Daten werden mit dem empirisch gefundenen Ansatz

$$\begin{aligned} v_d^+ &= 0,0024 & \text{für } \tau_p^+ \leq 2, \\ v_d^+ &= 6 \cdot 10^{-4} \tau_p^{+2} & \text{für } \tau_p^+ > 2 \end{aligned} \quad (5.3)$$

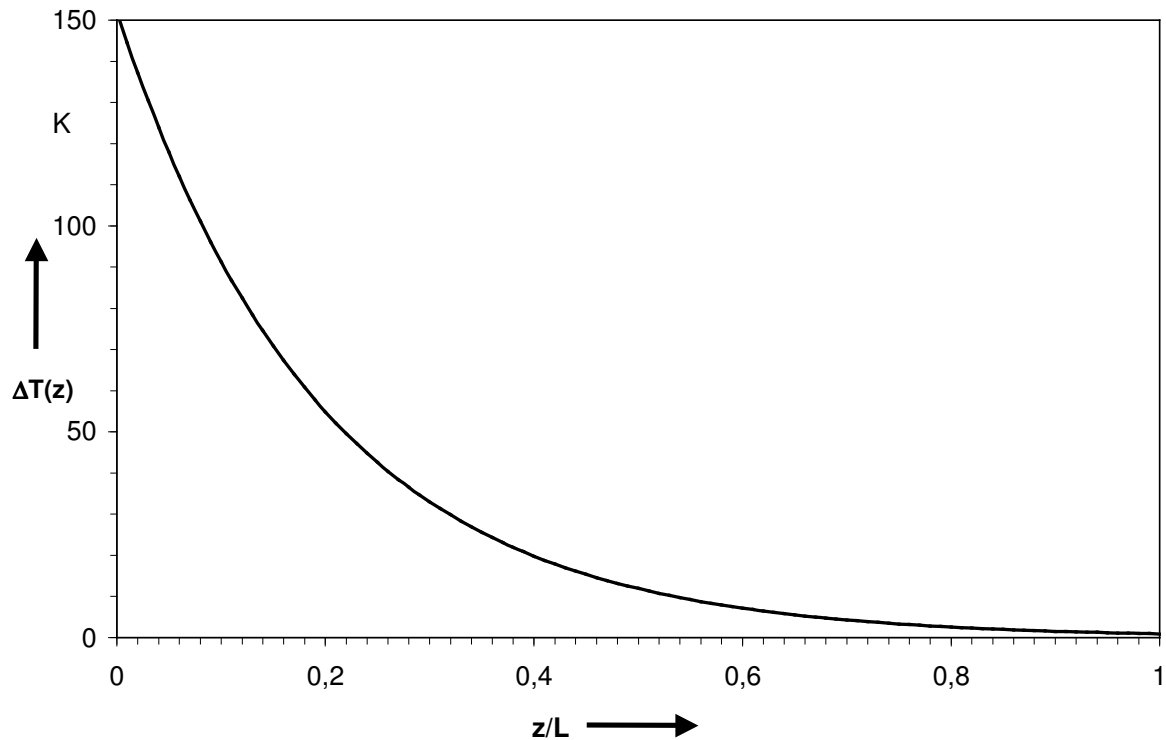
zufriedenstellend beschrieben, siehe Abbildung 5.6. Dabei ist allerdings zu berücksichtigen, dass für  $\tau_p^+ < 0,1$  nur ein Datenpunkt ermittelt werden konnte und die Datengrundlage dementsprechend unsicher ist. Es lässt sich aber anhand von Literaturdaten feststellen, dass auch im submikronen Bereich mit einer Abscheidung von 10 Prozent zu rechnen ist. Tsai et al. (2004), Lin und Tsai (2003) bzw. Lin et al. (2004) begründen dies mit Störungen der Strömungen im Einlaufbereich.



**Abb. 5.6:** Beschreibung der gewonnenen experimentellen Daten durch einen eigenen Ansatz und Vergleich mit Ansatz nach Liu und Agarwal (1974)

### 5.3 Thermophorese

Die thermophoretische Geschwindigkeit ist nach Friedlander (1977) direkt proportional dem vorliegenden Temperaturgradienten zwischen Wandtemperatur und Strömungstemperatur. Bei einer gekühlten Strömung mit einheitlicher Wandtemperatur ist dieser am Rohreintritt am größten (siehe Abbildung 5.7).



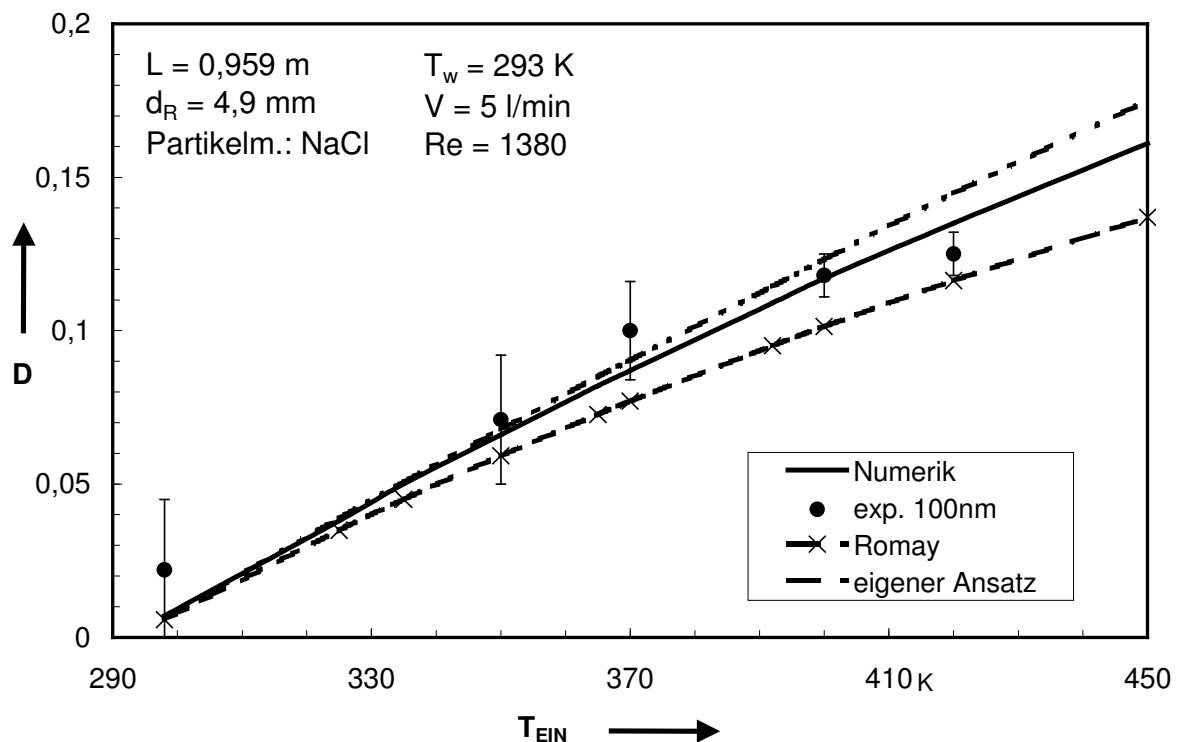
**Abb. 5.7:** Temperaturverlauf in einem gekühlten Rohr – Temperaturdifferenz als Funktion der dimensionslosen Lauflänge

Abbildung 5.7 zeigt die Abkühlung einer Rohrströmung als Funktion der dimensionslosen Lauflänge unter Berücksichtigung der von Romay et al. (1998) verwendeten Rohrgeometrie. Im ersten Fünftel des Rohrs wird die ursprüngliche Temperaturdifferenz um zwei Drittel reduziert, während im hinteren Rohrabschnitt nur noch geringe Temperaturunterschiede vorzufinden sind.

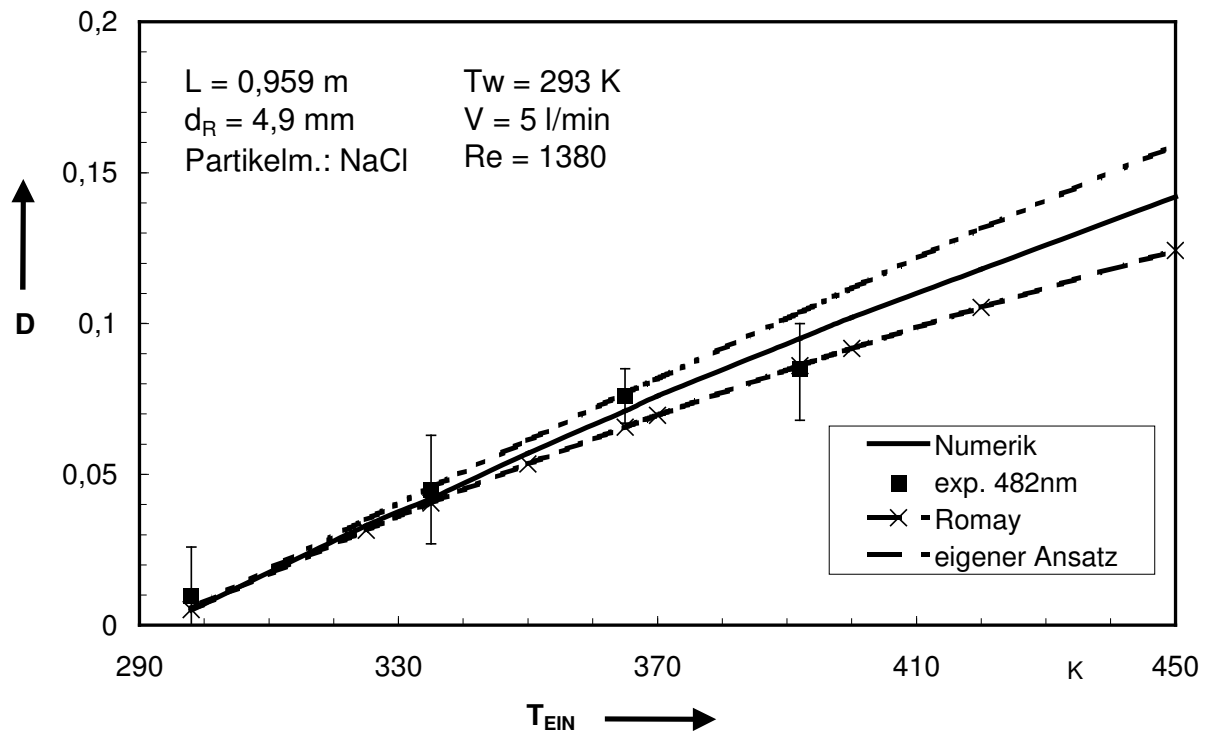
Für eine abgekühlte Rohrströmung liegen sowohl für den laminaren als auch den turbulenten Fall experimentelle Daten in der Literatur vor. Die Abscheidung von Partikeln in einer gekühlten laminaren Strömung wurde in der Literatur schon umfangreich untersucht (z. B. Stratmann (1992), Stratmann et al. (1994) und Romay et al. (1998)). Eigene theoretische Untersuchungen und numerische Berechnungen unterstreichen die Eignung der Gleichungen aus der Literatur.

Dabei wurde aufbauend auf den Daten von Romay et al. (1998) der in Kapitel 4 zur Bestimmung der Partikelabscheidung aufgrund von Thermophorese entwickelte analytische Ansatz überprüft. Dies geschah, aufgrund der Allgemeingültigkeit des entwickelten Ansatzes, sowohl für die laminare als auch für die turbulente Strömung.

Bei den Abbildungen 5.8 bis 5.11 werden die experimentellen Ergebnisse von Romay et al. (1998) mit eigenen theoretischen Ergebnissen sowie mit einem numerischen Ansatz (vgl. Schmidt (1994)) bei laminarer und turbulenter Strömung verglichen. Die Abbildungen 5.8 und 5.9 zeigen die Depositionsrates als Funktion der Eintrittstemperatur bei einer konstanten Wandtemperatur von 20 °C, laminarer Strömung ( $Re = 1.380$ ) und Kochsalz-Partikel mit Durchmessern von 100 und 482 nm. Das verwendete numerische Modell (siehe Kapitel 4) zeigt eine gute Übereinstimmung zu den experimentellen Daten von Romay et al. (1998), wenn der thermophoretische Koeffizient nach Talbot et al. (1980) bzw. nach Batchelor und Shen (1985) verwendet wird. Ebenso verhält sich der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte analytische Ansatz, der auf den selben thermophoretischen Koeffizienten zurückgreift. Romay et al. (1998) hingegen liegen mit ihrem theoretischen Ansatz tendenziell zu niedrig. Die Ursache dafür ist in der Auswahl der Bezugstemperatur zu vermuten.



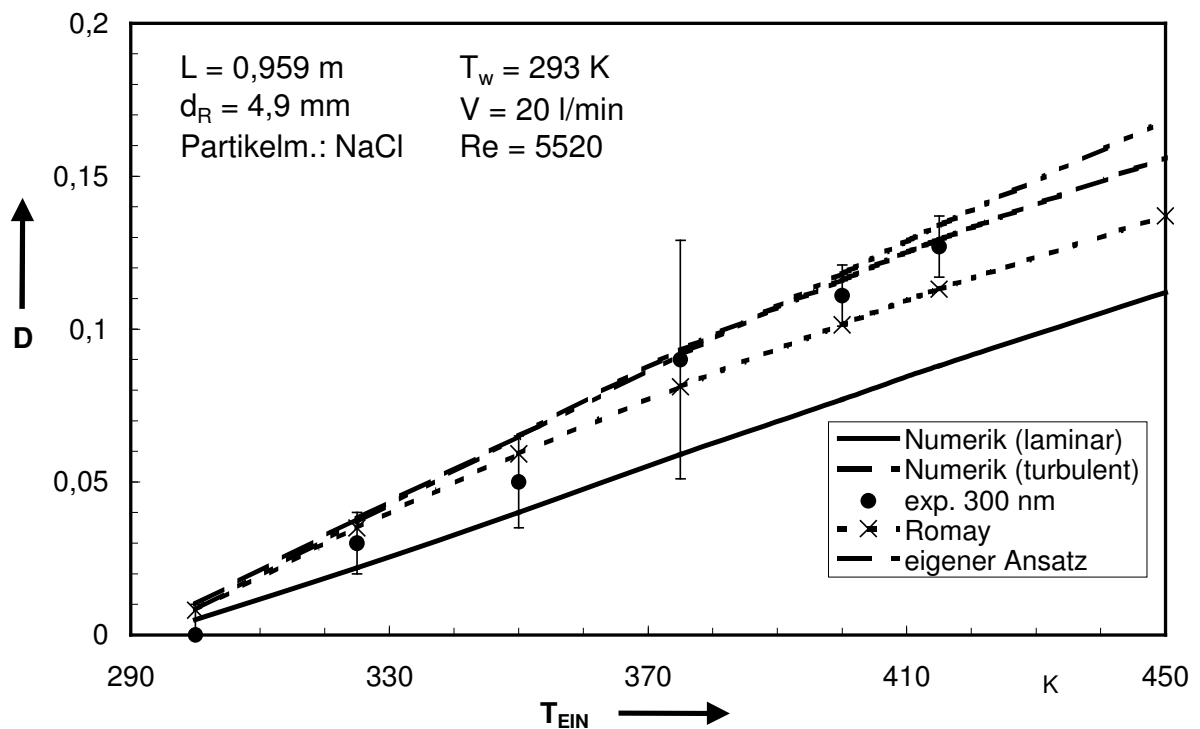
**Abb. 5.8:** Depositionsrates bei laminarer Rohrströmung ( $d_p = 100 \text{ nm}$ )



**Abb. 5.9:** Depositionsrate bei laminarer Rohrströmung ( $d_p = 482 \text{ nm}$ )

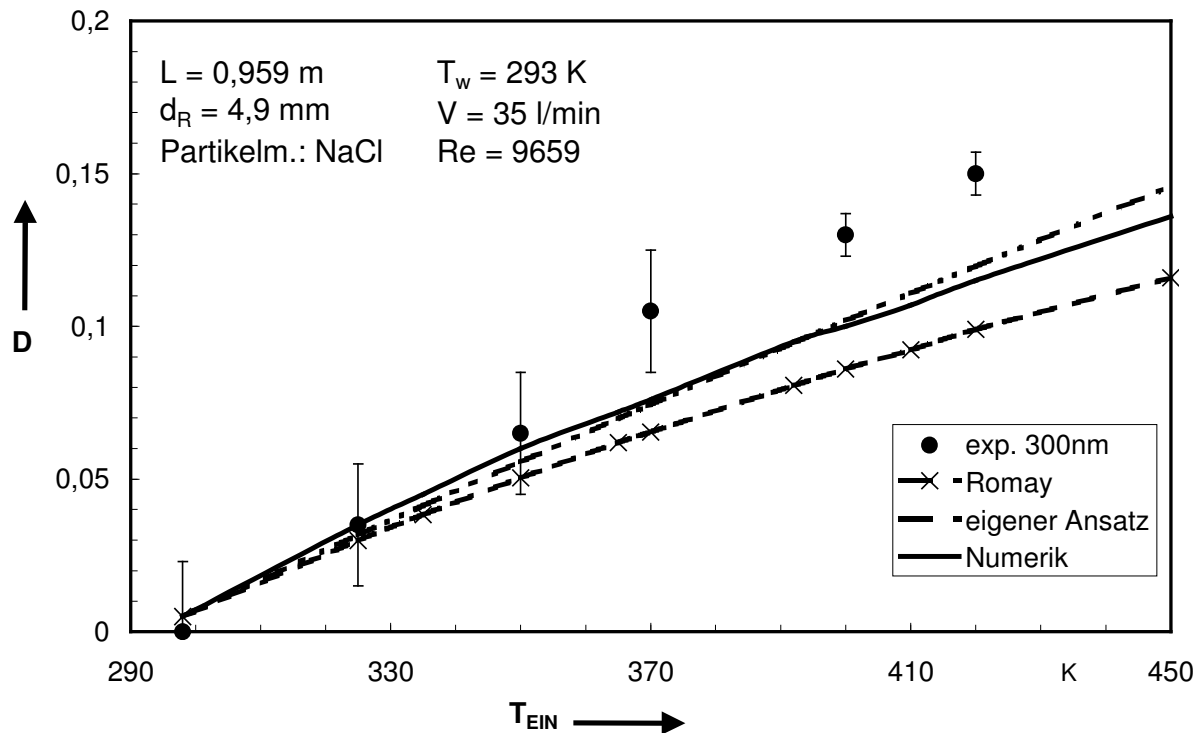
Die Partikeldeposition aufgrund von Thermophorese in einer turbulenten Strömung wurde in der Literatur bisher unzureichend beschrieben. Daher liegt ein besonderes Augenmerk dieser Arbeit in der analytischen Untersuchung dieser Rohrströmungen. Die Untersuchungen für turbulente Rohrströmungen wurden analog zu denen für den laminaren Fall durchgeführt.

In den Abbildungen 5.10 und 5.11 ist die Depositionsrate in Abhängigkeit von der Eintrittstemperatur bei unterschiedlichen Reynoldszahlen dargestellt. Aufgetragen sind in Abbildung 5.10 neben den experimentellen Daten von Romay et al. (1998) die nach Romay et al. (1998) berechneten Depositionsraten und nach dem in Kapitel 4 vorgestellten eigenen Ansatz. Zur Anschauung sind neben den Berechnungsergebnissen für eine turbulente Rohrströmung auch die numerischen Ergebnisse für eine laminare Strömung in diese Grafik aufgenommen worden. Es ist deutlich zu erkennen, dass rein laminare Berechnungsansätze zu niedrige Depositionsraten vorhersagen. Die Übereinstimmung des eigenen analytischen Ansatzes sowohl mit den experimentellen Ergebnissen von Romay et al. (1998) als auch mit der numerischen Berechnung für eine turbulente Strömung ist gut.



**Abb. 5.10:** Depositionsrates bei turbulenter Rohrströmung  
( $d_p = 300 \text{ nm}$ ,  $Re = 5.520$ )

Abbildung 5.11 zeigt bei gleicher Auftragungsweise wie in Abbildung 5.10 ebenfalls die Depositionsrates in einer turbulenten Rohrströmung aufgrund von Thermophorese, allerdings bei einer höheren Strömungsgeschwindigkeit ( $Re = 9.659$ ). Die theoretisch ermittelten Werte ergeben sowohl für den eigenen analytischen Ansatz als auch die numerischen Ergebnisse (turbulente Strömung) eine sehr gute Übereinstimmung. Sie liegen jedoch insbesondere für höhere Eintrittstemperaturen deutlich unter den experimentellen Werten von Romay et al. (1998). Dieser Umstand kann damit erklärt werden, dass die bei diesen Überlegungen nicht berücksichtigten Wirbelträgheitseffekte eine wichtige Rolle spielen und zu einer turbulenzbedingten Verstärkung der Thermophorese führt (Romay et al. (1998)).



**Abb. 5.11:** Depositionsrates bei turbulenter Rohrströmung  
 ( $d_p = 300 \text{ nm}$ ,  $Re = 9.659$ )

Eine kritische Betrachtung des verwendeten Versuchsaufbaues von Romay et. al (1998) und der Vergleich mit eigenen Messergebnissen legt die Vermutung nahe, dass Unsicherheiten bei der Messwerterfassung zu dieser Interpretation führten. So konnte der Versuchsbeschreibung entnommen werden, dass die Detektion der Partikel vor der Aufheizstrecke erfolgte und somit eventuelle Partikelabscheidungen in der Aufheizstrecke fälschlicherweise dem Untersuchungsobjekt, von dem zudem nicht bekannt ist, ob es senkrecht oder waagrecht angeordnet ist, zugeordnet wurden. Die Aufheizstrecke dürfte auch für ein ungleichmäßiges Konzentrationsprofil beim Eintritt in die Versuchsstrecke verantwortlich sein.

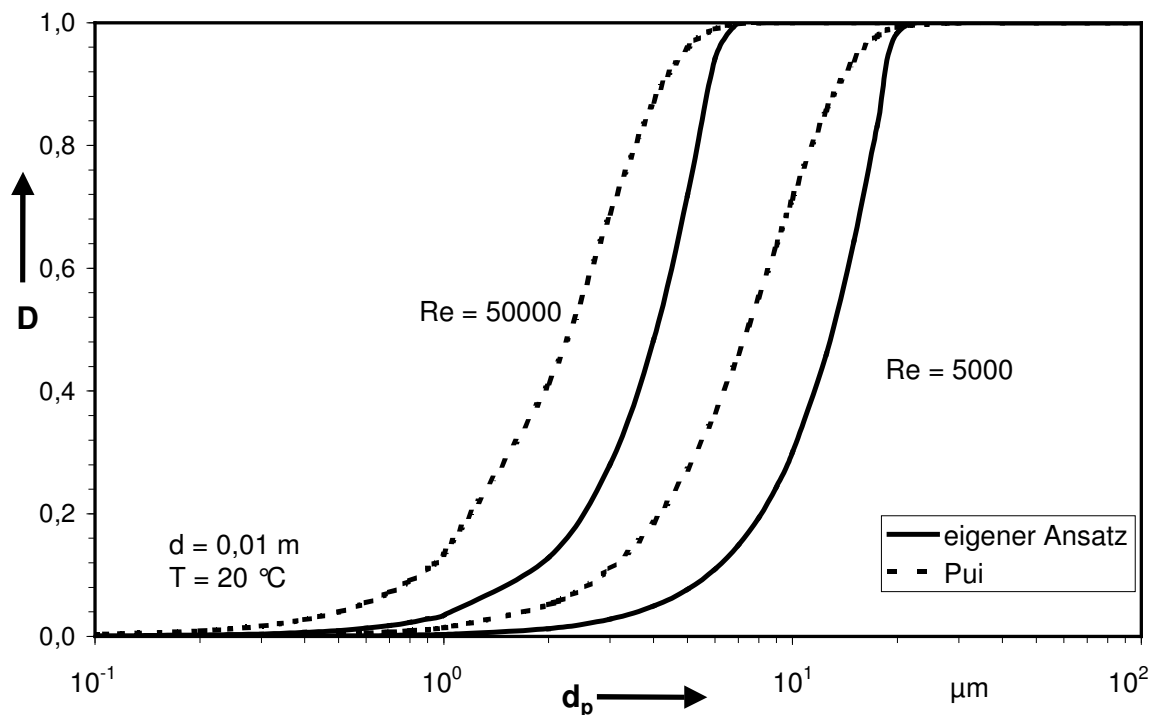
Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass der eigene hier vorgestellte Ansatz sowohl für die laminar durchströmte gekühlte Rohrströmung als auch für die turbulent durchströmte gekühlte Rohrströmung sehr zufriedenstellend für die Bestimmung der Partikelabscheidung aufgrund von Thermophorese geeignet ist.



#### 5.4 Trägheitsabscheidung in Rohrbögen

In Rohrbögen erfahren Partikel eine Richtungsänderung, der insbesondere größere Partikel nicht uneingeschränkt folgen können. Daher ist in diesen Krümmern mit der Abscheidung von Partikeln zu rechnen. Zur Ermittlung der Abscheidung in Rohrbögen wird in der Literatur auf den Ansatz von Pui et al. (1987) zurückgegriffen. Dabei handelt es sich um eine empirische Berechnungsgrundlage, die nur bedingt dazu in der Lage ist, analytische Betrachtungen der Partikelabscheidung im durchströmten Rohrkrümmer zu ersetzen.

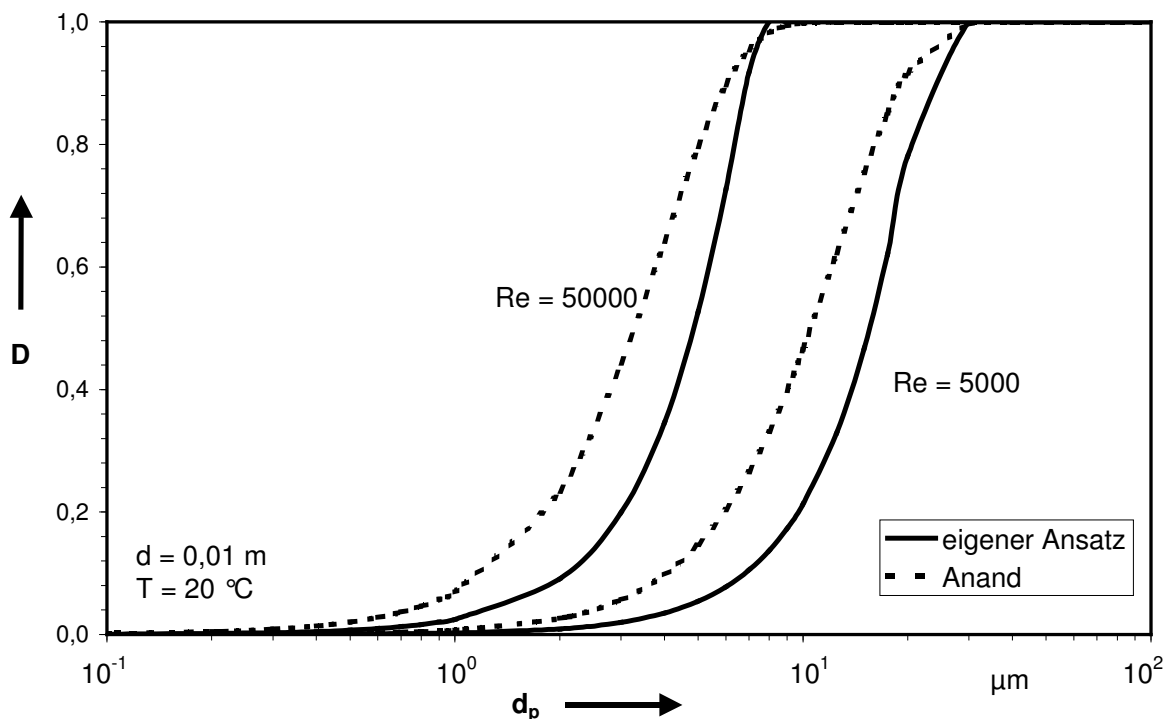
Eine analytische Berechnung kann durch den Ansatz von Findeisen (1935) zur Berechnung des Partikeldrifts geschehen. Auf diesen wurde das eigene analytische Modell zur Berechnung der Partikelabscheidung aufgrund von Gravitation (Entstehung eines partikelfreien Halbmondes) übertragen. Abbildung 5.12 zeigt die Abhängigkeit der Depositionsrate  $D$  von dem Partikeldurchmesser  $d_p$  in Rohrbögen von  $90^\circ$ . Verglichen werden die berechnete Werte einmal mit der Kombination des eigenen Ansatzes mit dem Modell von Findeisen (1935) („eigener Ansatz“) und dem Ansatz von Pui et al. (1987).



**Abb. 5.12:** Abscheidung in Rohrbögen ( $90^\circ$ ) – Vergleich des empirischen Ansatzes von Pui (1987) mit der eigenen analytischen Lösung

Mit zunehmender Reynoldszahl, d. h. bei gleichbleibender Rohrgeometrie mit steigender Strömungsgeschwindigkeit, nimmt für die Partikel die Wahrscheinlichkeit zu, abgeschieden zu werden. Dies lässt sich durch die größere Auslenkung der Partikel erklären. Der Verlauf des berechneten Abscheideverhaltens der Partikel ist bei beiden Ansätzen qualitativ ähnlich, wobei die Kurven nach Pui et al.(1987) zu kleineren Partikeldurchmessern hin verschoben sind.

Für einen Rohrbogen mit einem Winkel von  $45^\circ$  hatten Anand et al. (1992) den Ansatz von Pui et al. (1987) insoweit modifiziert, dass sie den Exponenten halbiert hatten (siehe Kapitel 2). Abbildung 5.13 zeigt wie Abbildung 5.12 die Abhängigkeit der Depositionsrate  $D$  vom Partikeldurchmesser  $d_p$ , aber bei einem Rohrbogen von  $45^\circ$ , die verschiedenen Kurven bei Reynoldszahlen von 5.000 und 50.000, berechnet mittels eigenen Ansatzes und nach Anand et al. (1992).

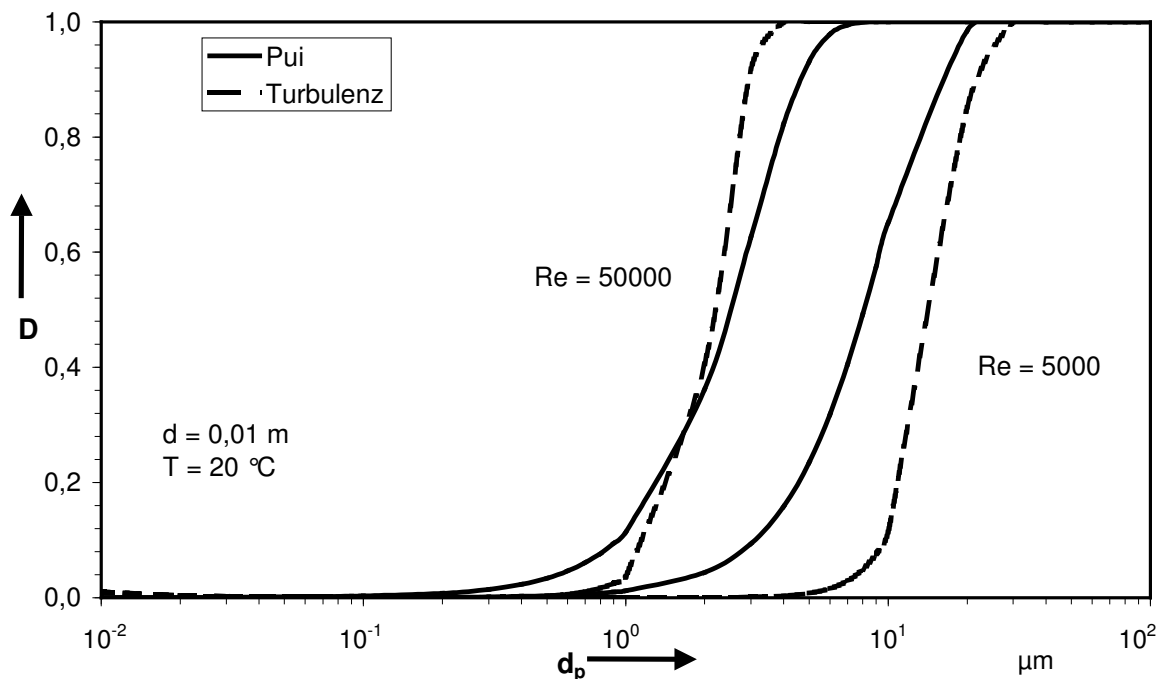


**Abb. 5.13:** Abscheidung in Rohrbögen ( $45^\circ$ ) – Vergleich des empirischen Ansatzes von Anand et al. (1992) mit dem eigenen Ansatz

Auch für einen Rohrbogen von  $45^\circ$  stimmen die Kurven „eigener Ansatz“ und Anand et al. (1992) prinzipiell überein. Die Ansätze von Pui et al. (1987) oder Anand et al.

(1992) berücksichtigen jedoch in keiner Weise den Einfluss des Bogenradius bzw. der im Rohrbogen durchströmten Strecke. Um eine abrupte Richtungsänderung zu vermeiden, sollte der Radius des Rohrbogens hinreichend groß gewählt werden [DIN 25423]. Als geeignet kann dabei ein Krümmungsradius angesehen werden, der mindestens das 30-fache des Rohrradius beträgt. Bei dieser Vorgehensweise hat der Rohrbogen eine nicht mehr zu vernachlässigende Längenausdehnung (so hat ein Rohr mit 10 mm Durchmesser eine Längenausdehnung von 235 mm).

Abbildung 5.14 zeigt erneut den Verlauf der Depositionsrate  $D$  in Abhängigkeit vom Partikeldurchmesser  $d_p$  berechnet nach Pui et al. (1987). Zusätzlich aufgetragen sind eigene Rechenergebnisse mit einer gleichzeitigen Berücksichtigung der Transportmechanismen Wirbelträgheit und turbulente Diffusion (im Diagramm als „Turbulenz“ bezeichnet), wie in Kapitel 4 vorgestellt.

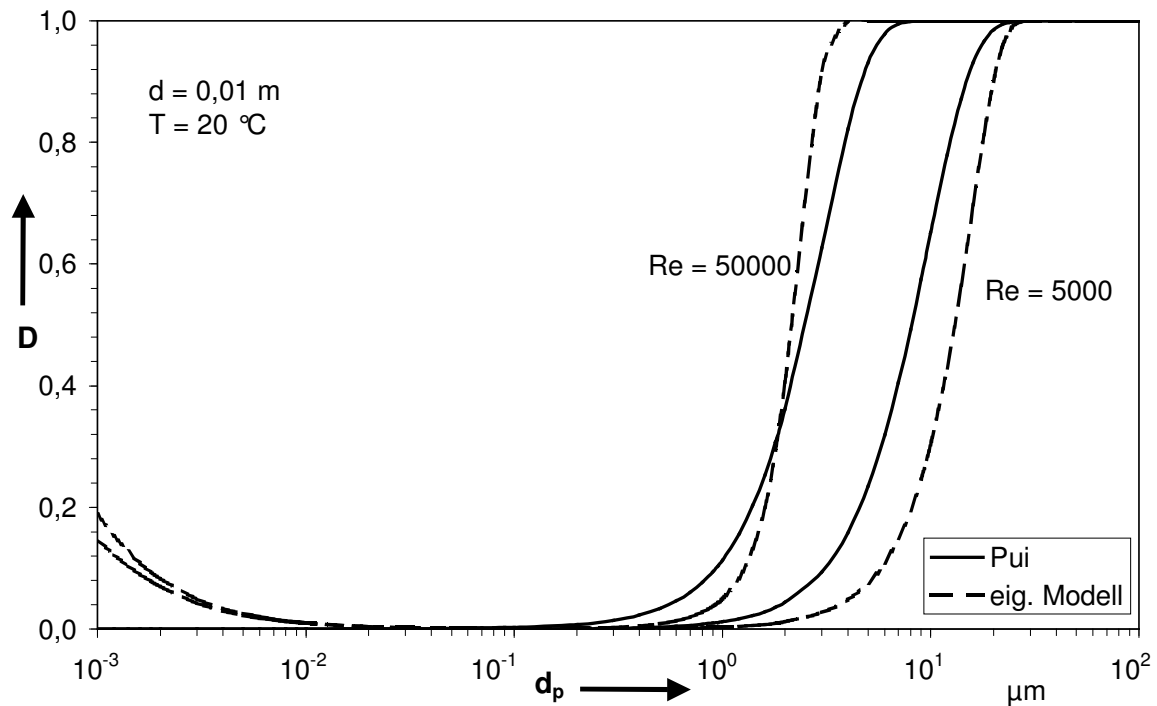


**Abb. 5.14:** Abscheidung in Rohrbögen – Vergleich des Ansatzes von Pui et al. (1987) mit Turbulenzmodell (Radius des Rohrbogens entspricht dem 30-fachen des Rohrradius)

Für  $Re = 50.000$  herrscht eine gute Übereinstimmung zwischen dem Ansatz von Pui et al. (1987) und der Annahme, dass Partikel nur aufgrund von Turbulenzererscheinungen abgeschieden werden. Der Trenngrad des „Turbulenzmodells“ ist lediglich schärfer. Bei einer Reynoldszahl von 5.000 werden nach Pui et al. (1987) höhere Depositionsraten vorhergesagt als mit dem „Turbulenzmodell“. Submikrone Partikel bleiben nach Pui et al. (1987) unberücksichtigt.

Für die zukünftige Betrachtung der Partikelabscheidung empfiehlt sich daher ein Modell, dass die Turbulenzbetrachtungen und das spezifische Partikelverhalten in einem Rohrbogen einschließt.

Abbildung 5.15 zeigt die Depositionsrate  $D$  in Abhängigkeit vom Partikeldurchmesser  $d_p$  eines durchströmten Rohrbogens für Reynoldszahlen von 5.000 und 50.000 berechnet nach dem eigenen Modell unter Berücksichtigung von Trägheitsabscheidung und Turbulenz und nach dem Ansatz von Pui et al. (1987). Erwartungsgemäß ist bei einer erhöhten Reynoldszahl eine Verschiebung der Trennkurve hin zu kleineren Partikeldurchmessern zu sehen. Für beide Reynoldszahlen gibt es eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den beiden Ansätzen, wobei die Trennkurve nach dem eigenen Modell steiler ist als die von Pui et al. (1987).

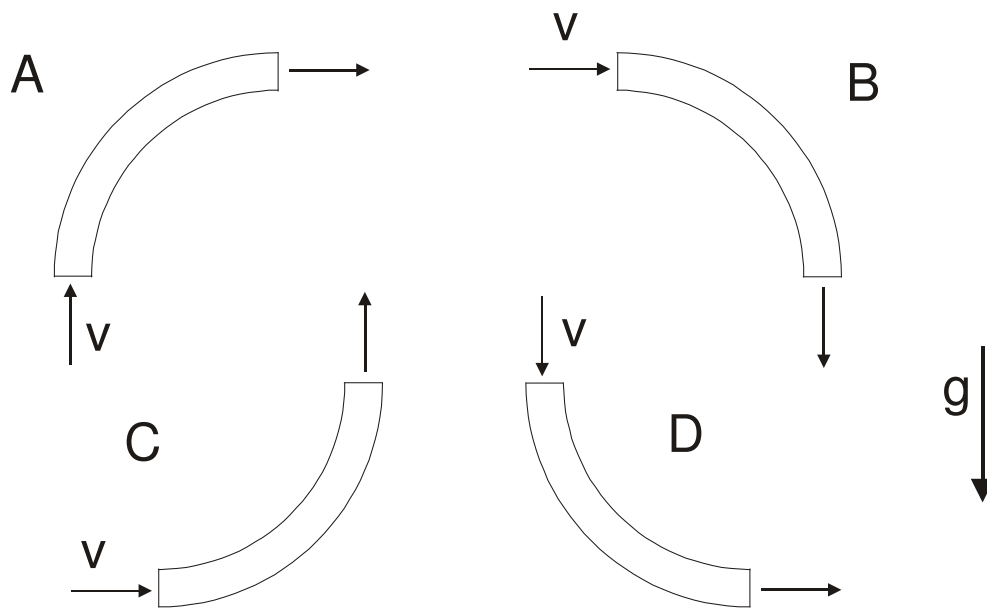


**Abb. 5.15:** Abscheidung in Rohrbögen – Vergleich des verbesserten Modells mit dem Ansatz von Pui et al. (1987)

Ein besonderer Vorteil des eigenen Modells ist, dass es neben den hier schon beispielhaft aufgeführten Depositionsmechanismen Wirbelträgheit und turbulente Diffusion problemlos weitere Depositionsmechanismen berücksichtigen kann. Dies betrifft insbesondere den Mechanismus der Gravitation.

## 5.5 Gravitation in Rohrbögen

Bei der Berücksichtigung von Gravitation in Rohrbögen ist der Anordnung des Bogens eine besondere Aufmerksamkeit zu widmen, da je nach Konstellation (d. h. Lage des Bogens im Verhältnis zum Schwerfeld der Erde) u. a. eine Verminderung beziehungsweise eine Verstärkung der Trägheitswirkung auftreten kann. Abbildung 5.16 zeigt mögliche Anordnungen eines durchströmten Rohrbogens. In der Konstellation „A“ wirken Gravitation und Trägheit entgegengesetzt, in der Anordnung „D“ wirken Gravitation und Trägheit in die gleiche Richtung, während in den Konstellationen „B“ und „C“ die Geschwindigkeitsvektoren von Gravitation und Trägheit orthogonal zueinander sind und somit nur der vom Betrag größere bei den Depositionsberechnungen berücksichtigt werden muss. Die Anordnungen, in denen sich der Rohrbogen in einer Ebene senkrecht zur Gravitationsrichtung befindet, entsprechen inhaltlich den Konstellationen „B“ und „C“.



**Abb. 5.16:** Mögliche Konstellationen bei der Durchströmung von Rohrbögen

Da Gravitation und Trägheit im gleichen Maß von der Partikelmasse abhängen, ist bei der Partikelabscheidung in Rohrbögen stets zu untersuchen, ob die Gravitation einen Einfluss auf die Partikelabscheidung haben könnte. Eine Aussage erhält man durch das Gleichsetzen der aufgrund der Mechanismen Gravitation und Trägheit zurückgelegten Strecken quer zur Strömungsrichtung:

$$\frac{\rho_p \cdot d_p^2 \cdot \bar{v}}{18 \cdot \eta} = \frac{\rho_p \cdot d_p^2 \cdot g \cdot \bar{t}}{18 \cdot \eta} \quad (5.4)$$

Mit

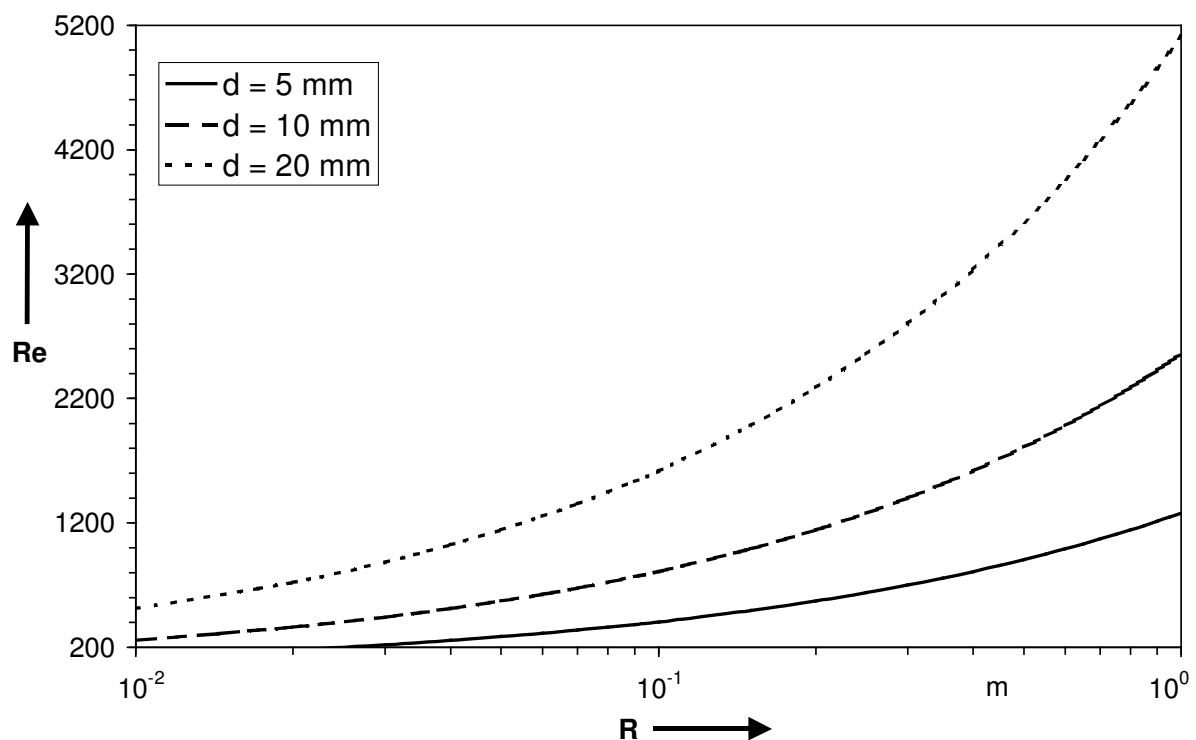
$$\bar{t} = \frac{\frac{\pi}{2} \cdot R}{\bar{v}} \quad (5.5)$$

wird die mittlere Strömungsgeschwindigkeit

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{\pi \cdot g \cdot R}{2}} \quad (5.6)$$

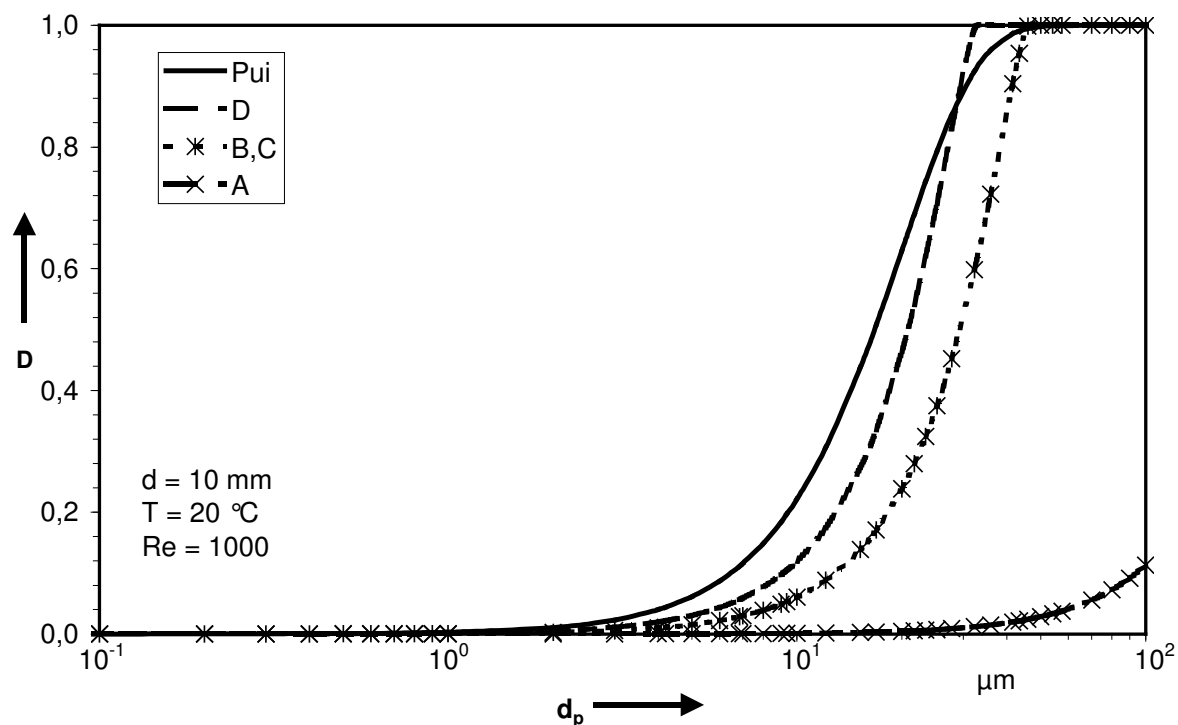
errechnet. Deposition aufgrund von Gravitation kann nur vernachlässigt werden, wenn gilt:

$$\bar{v} \gg \sqrt{\frac{\pi \cdot g \cdot R}{2}} \quad (5.7)$$



**Abb. 5.17:** Kritische Reynoldszahl als Funktion des Rohrbogenradius bei drei verschiedenen Rohrdurchmessern

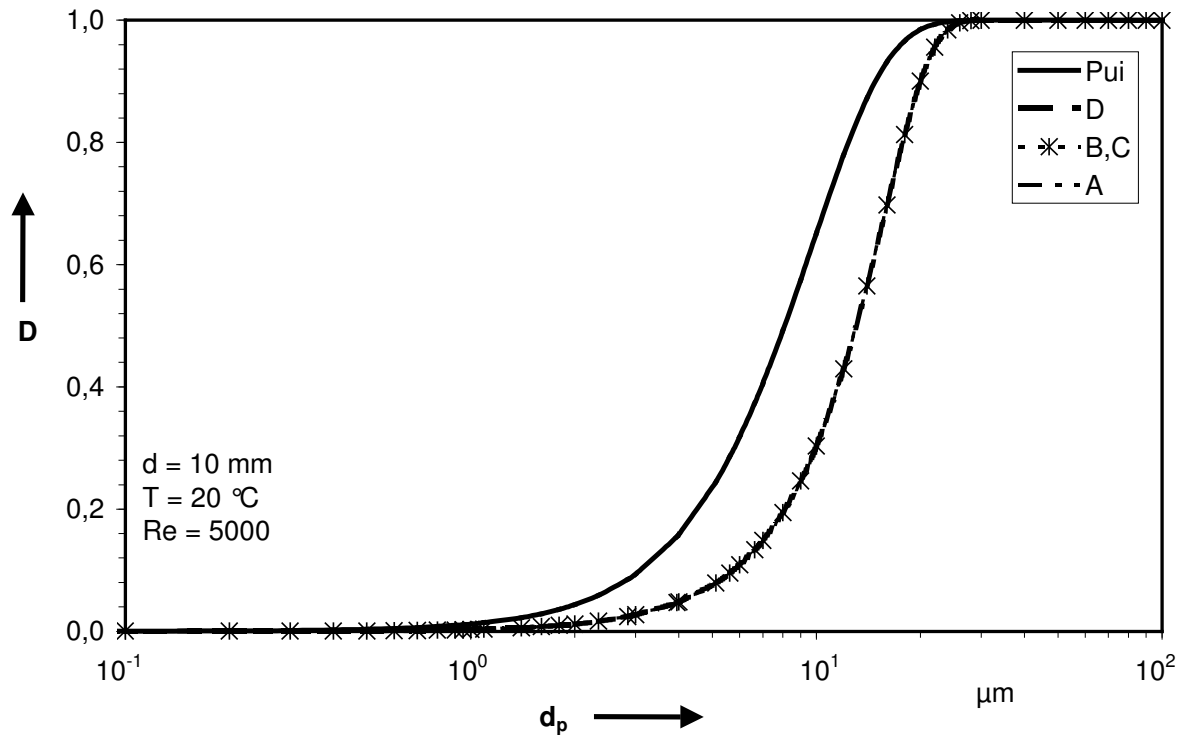
Abbildung 5.17 zeigt für verschiedene Rohrdurchmesser die kritischen Reynoldszahl in Abhängigkeit vom Radius des Rohrbogens. Oberhalb der jeweiligen Kurven überwiegt die Trägheit, unterhalb die Gravitation. Mit zunehmendem Rohrbogenradius steigt die kritische Reynoldszahl ebenso wie mit zunehmenden Rohrdurchmesser. In turbulenten Strömungen kann die Auswirkung der Gravitation im Rohrbogen in der Regel vernachlässigt werden, in laminaren Strömungen sollte sie Berücksichtigung finden. Dies zeigen die Abbildungen 5.18 und 5.19, in denen die Depositionsrates  $D$  über dem Partikeldurchmesser  $d_p$  aufgetragen ist und welche die in Abbildung 5.16 dargestellten Konstellationen berücksichtigen. Berechnet wurde die Abscheidung in einem Rohrbogen unter Berücksichtigung der Abscheidemechanismen Konvektion/Diffusion, Wirbelträgheit und Schwerkraft. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Gravitation bei den vorliegenden Anordnungen im Fall der laminaren Strömung auf jeden Fall Berücksichtigung finden muss, während sie im Fall der turbulenten Strömung vernachlässigt werden kann, siehe Abbildung 5.19. Bei der turbulenten Strömungen liegen die Kurven „A“, „B“, „C“ und „D“ übereinander. Der Einfluss der geometrischen Anordnung ist somit vernachlässigbar.



**Abb. 5.18:** Auswirkung unterschiedlicher Anordnungen eines Rohrbogens bei laminarer Strömung auf die Depositionsrates von Partikeln



Der Ansatz von Pui et al. (1987) hat gegenüber dem hier verwendeten eigenen Ansatz einen weniger scharfen Trenngrad und ist zu kleineren Partikelgrößen hin verschoben.

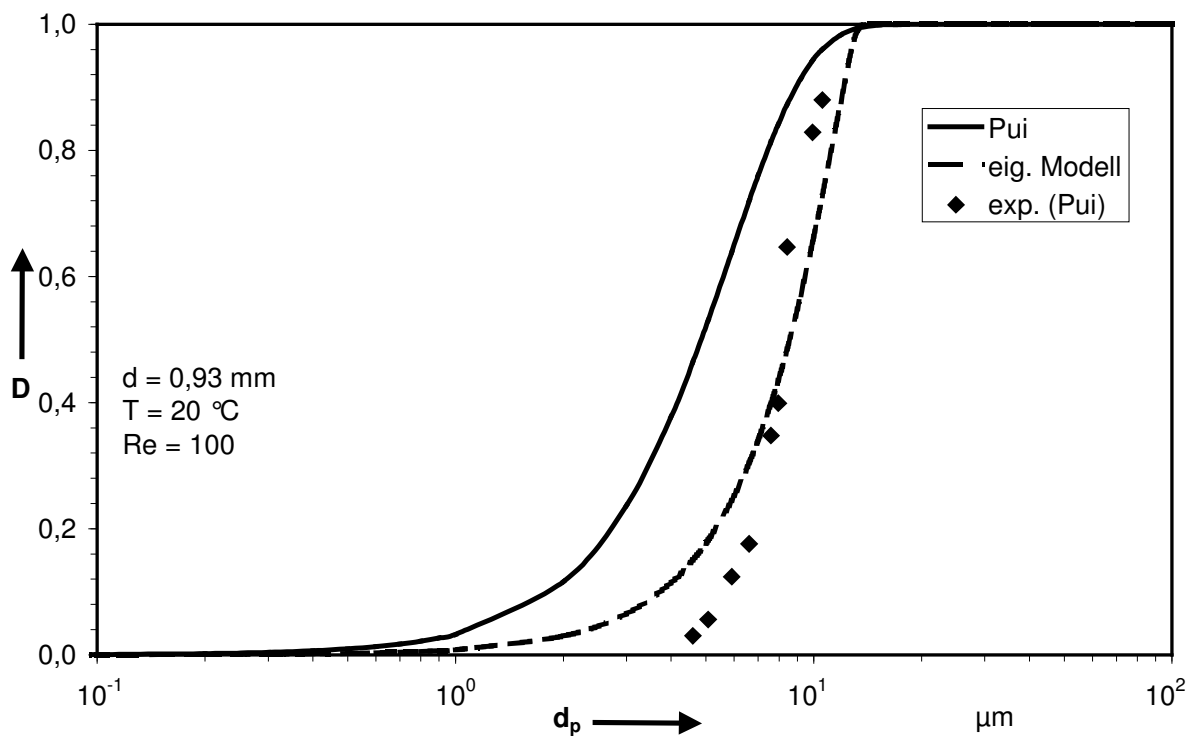


**Abb. 5.19:** Auswirkung unterschiedlicher Anordnungen eines Rohrbogens bei turbulenter Strömung auf die Depositionsrate von Partikeln

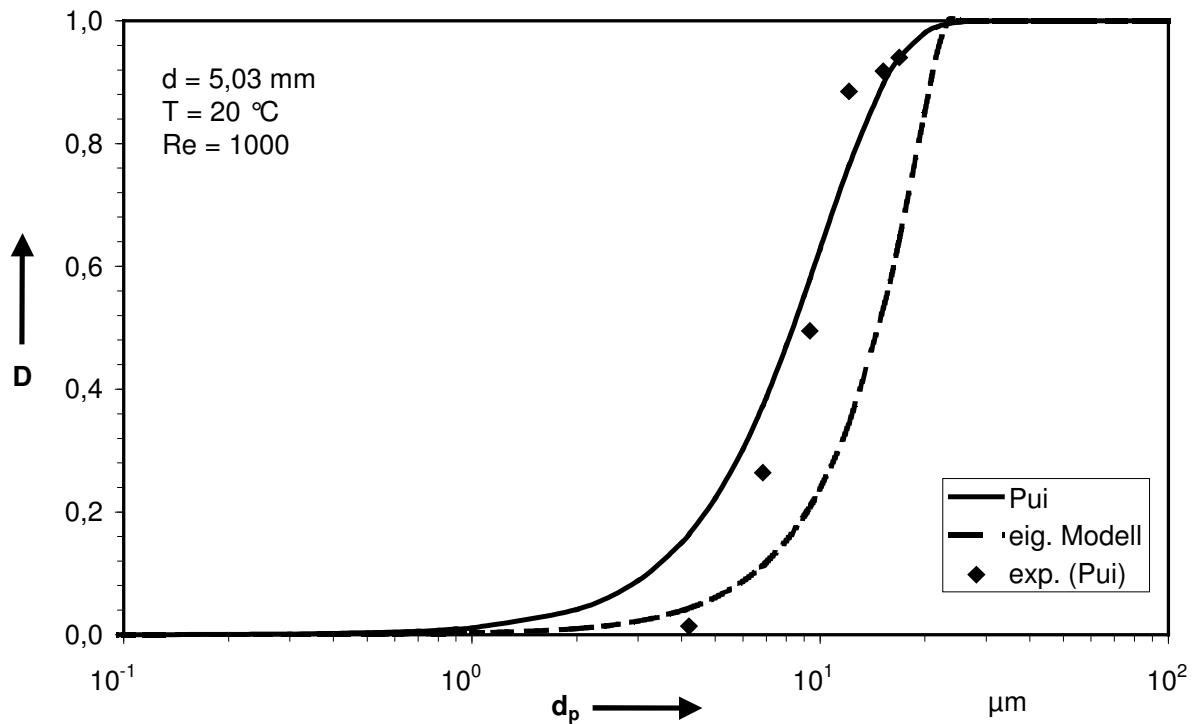
Das entwickelte Modell wurde mit dem Ansatz von Pui et al. (1987) und den von ihnen gewonnenen experimentellen Daten verglichen. Diese hatten für sehr geringe Rohrdurchmesser ( $d = 0,93; 3,95; 5,03$  und  $8,51$  mm) mit relativ hohen Strömungsgeschwindigkeiten Daten für laminar und turbulent durchströmte Rohrleitungen ermittelt.

Aufgrund der sehr hohen Strömungsgeschwindigkeiten bei der Ermittlung der Messdaten von Pui et al. (1987) kann aufgrund der eingangs angestellten Überlegungen bei der Betrachtung der Partikelabscheidung in durchströmten Rohrleitungen die Gravitation vernachlässigt werden.

Abbildung 5.20 zeigt die Depositionsrates  $D$  in Abhängigkeit vom Partikeldurchmesser  $d_p$  in einem laminar durchströmten Rohrbogen für eine Reynoldszahl von 100. Dargestellt sind berechnete Werte nach dem eigenen Ansatz und nach Pui et al. (1987). Außerdem sind Messwerte von Pui et al. (1987) dargestellt. Im Gegensatz zum Ansatz von Pui et al. (1987) zeigt das eigene Modell eine recht gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten von Pui et al. (1987). Für eine höhere Reynoldszahl von  $Re = 1.000$  ist dieser Umstand in dieser Form nicht mehr gegeben. Abbildung 5.21 zeigt das in Analogie zu Abbildung 5.20 ebenfalls für eine laminare Strömung.

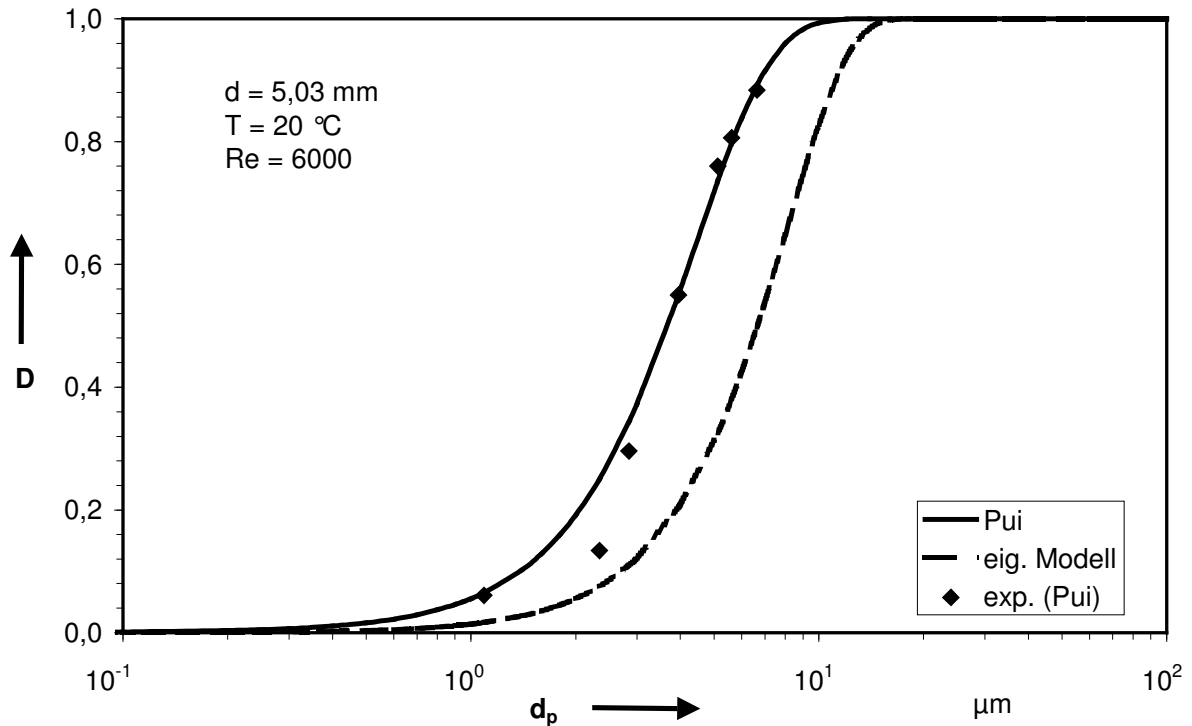


**Abb. 5.20:** Partikelabscheidung innerhalb eines Rohrbogens bei laminarer Strömung ( $Re = 100$ ) – Vergleich Messwerte mit zwei Ansätzen



**Abb. 5.21:** Partikelabscheidung innerhalb eines Rohrbogens bei laminarer Strömung ( $Re = 1.000$ ) – Vergleich Messwerte mit zwei Ansätzen

In Abbildung 5.22 ist erneut die Depositionsrate  $D$  in Abhängigkeit vom Partikeldurchmesser  $d_p$  dargestellt, jedoch für eine turbulente Strömung. Für Partikel größer als  $3 \mu\text{m}$  liegt eine sehr gute Übereinstimmung zwischen der vorhergesagten Depositionsrate nach Pui et al. (1987) und den experimentellen Daten von Pui et al. (1987) vor. Demgegenüber werden mit dem vorgestellten eigenen Modell tendenziell zu niedrige Depositionsraten berechnet. Für submikrone Partikel, auf denen das Hauptaugenmerk dieser Arbeit liegt, hat es sich jedoch als sehr gut geeignet herausgestellt, da die Partikelabscheidung aufgrund turbulenter Diffusion berücksichtigt wird.



**Abb. 5.22:** Partikelabscheidung innerhalb eines Rohrbogens bei turbulenter Strömung ( $Re = 6.000$ ) – Vergleich Messwerte mit zwei Ansätzen

Der Vergleich des eigenen Ansatzes mit dem nach Pui et al. (1987) zeigt, dass prinzipiell beide einsetzbar sind, jedoch im eigenen Ansatz die Faktoren bzw. Mechanismen Deanzahl (bzw. Radius des Rohrbogens) sowie Konvektion-Diffusion bzw. turbulente Diffusion (d. h. Reynoldszahl und Schmidtzahl) berücksichtigt werden. Bei Pui et al. (1987) hingegen geht nur die Stokeszahl ein, die ungeeignet ist, eine Strömung vollständig zu beschreiben.

## 6 Anwendungsmöglichkeiten

### 6.1 Das Prinzip der optimalen Durchdringung

Bei Messaufgaben gibt es systembedingt zahlreiche Vorgaben bezüglich Volumenstrom und zu verwendender Rohrgeometrie. So hat z. B. die Probenahme isokinetisch zu erfolgen und da der Absaugvolumenstrom des Messgerätes fest oder in engen Grenzen vorgegeben ist, ist die Probenahmesonde dementsprechend zu gestalten. Direkt daraus resultierende Erfordernisse an den Rohrdurchmesser ergeben sich zwar nicht, jedoch muss ein Abreißen der Strömung und die damit verbundene überproportionale Partikelabscheidung in der Sonde vermieden werden, wobei die Sonde nicht zu lang und damit nicht mehr handhabbar geraten darf. Durch die Wahl eines geeigneten Rohrdurchmessers kann nicht nur die Strömungsgeschwindigkeit  $v$  und damit die Verweilzeit  $\bar{t}$  im Rohr beeinflusst werden, sondern auch die Reynoldszahl  $Re$  gemäß:

$$Re = \frac{4 \cdot \dot{V}}{\pi \cdot d \cdot v} . \quad (6.1)$$

Durch die umgekehrte Proportionalität von Reynoldszahl und Rohrdurchmesser bei konstantem Volumenstrom ist es dem Anwender möglich, den Einfluss von Turbulenzschwankungen zu vermindern oder gar zu vermeiden. Andererseits ist die Verweilzeit der Strömung im Probenahmesystem proportional dem Quadrat des Rohrdurchmessers, d. h. mit größer werdendem Rohrdurchmesser hat ein Partikel länger die Gelegenheit zur Deposition:

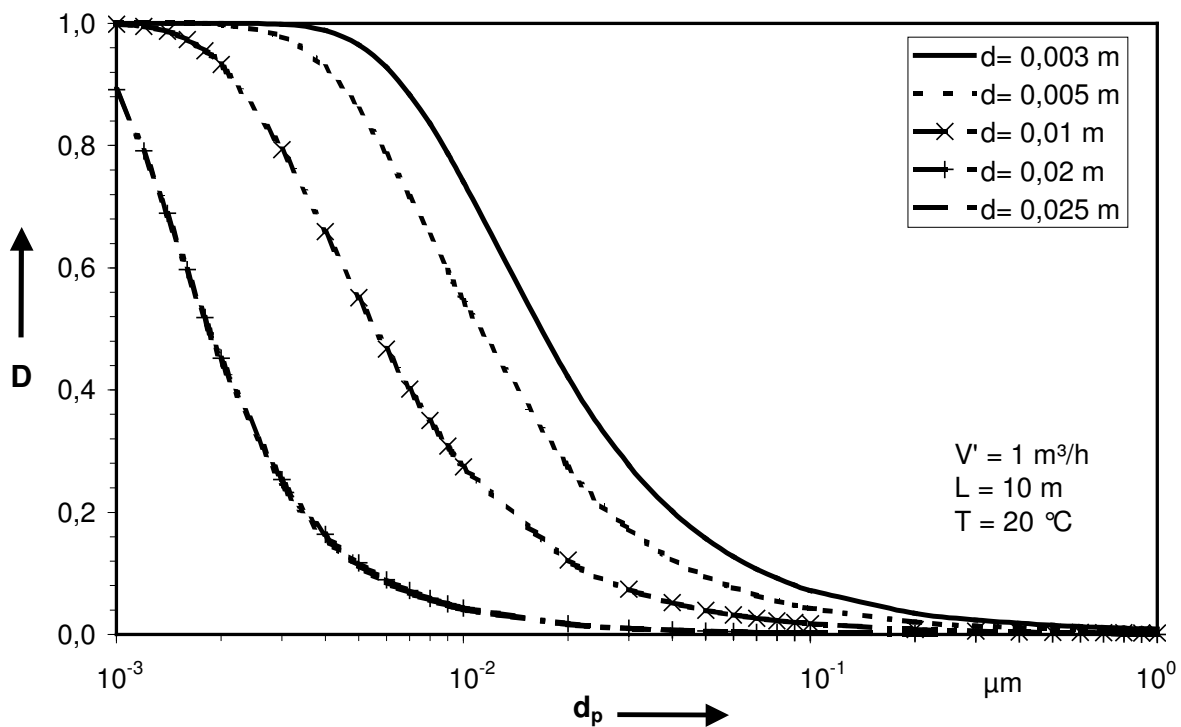
$$\bar{t} = \frac{\pi \cdot d^2 \cdot L}{4 \cdot \dot{V}} . \quad (6.2)$$

Aus diesem Grund ist es schwierig abzuschätzen, wie ein optimaler Rohrdurchmesser zu wählen ist. Analytisch lässt sich ein optimaler Rohrdurchmesser durch die Ermittlung der Nullstellen der ersten Ableitung des Penetrationsgrades nach dem Rohrdurchmesser bestimmen. Dies setzt jedoch das Vorhandensein von analytisch ermittelbaren Nullstellen voraus. Da diese jedoch teilweise nicht vorhanden sind oder nur numerisch zu ermitteln sind, kann nur mit einer Einzelfallbetrachtung eine

Abschätzung der Auswirkung eines veränderlichen Rohrdurchmessers auf die einzelnen Mechanismen erfolgen.

### 6.1.1 Brownsche und turbulente Diffusion

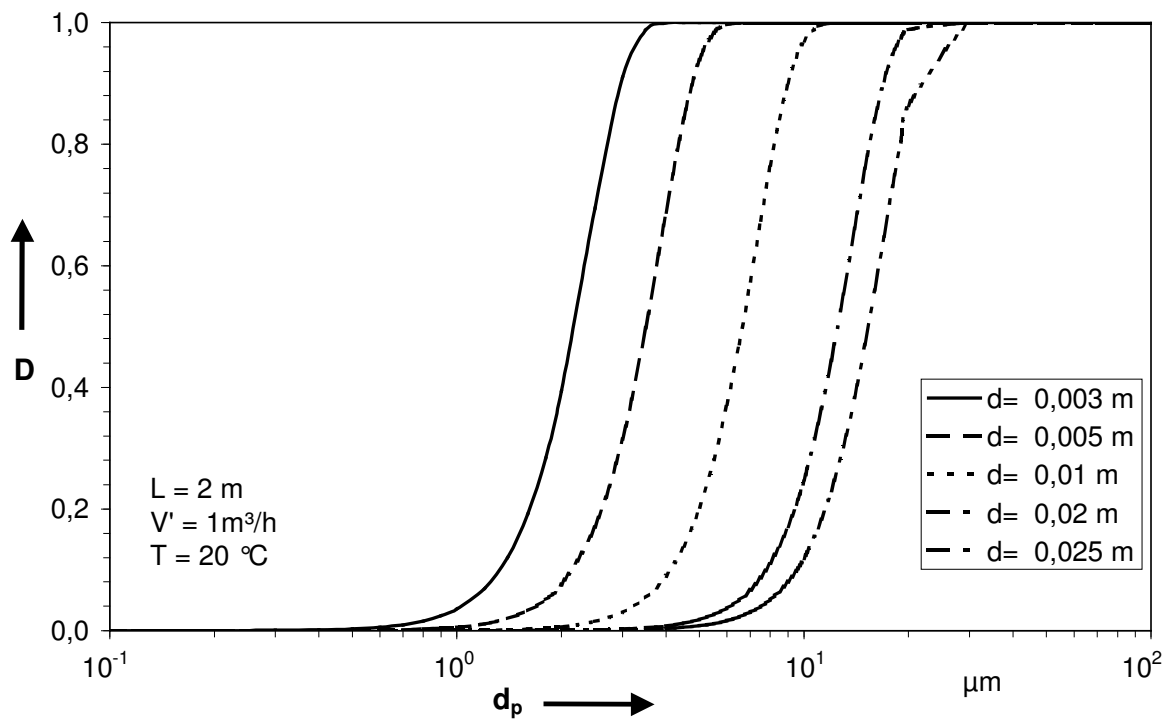
Um einen optimalen Partikeltransport zu gewährleisten, sollte der Rohrdurchmesser möglichst groß gewählt werden. Zwar verringert sich bei einem kleinen Durchmesser die Verweilzeit des Fluids im Rohr, die Wahrscheinlichkeit einer Abscheidung an der Rohrwand erhöht sich aber aufgrund der geringen Wegstrecken demgegenüber aber überproportional. Abbildung 6.1 zeigt die Abscheidung in einem 2,5 Meter langen Rohr unter alleiniger Berücksichtigung des Depositionsmechanismus Konvektion-Diffusion. Aufgetragen ist der Abscheidegrad als Funktion des Partikeldurchmessers unter Variation des Rohrdurchmessers. Als Berechnungsansatz wurde der in dieser Arbeit vorgestellte Ansatz zur Berücksichtigung der Analogie zwischen Wärme- und Stofftransport (Gleichung 4.12) gewählt. Für größere Rohrdurchmesser ( $d = 2\text{ cm}$  bzw.  $2,5\text{ cm}$ ) neutralisieren sich die Effekte kürzere Verweilzeit und größere Turbulenzschwankungen. Die entsprechenden Kurven sind deckungsgleich.



**Abb. 6.1:** Partikelabscheidung in einem 2,5 Meter langen Rohr unter alleiniger Berücksichtigung des Depositionsmechanismus Konvektion-Diffusion

### 6.1.2 Wirbelträgheit

Um den Einfluss des Mechanismus Wirbelträgheit in turbulenten Strömungen zu minimieren, muss versucht werden, eine Laminarisierung der Strömung durch einen geeignet großen Rohrdurchmesser zu erreichen. Ist aus technischen Gründen ein entsprechender Rohrdurchmesser nicht realisierbar, ist der größtmögliche Rohrdurchmesser zu wählen. Abbildung 6.2 zeigt die Partikelabscheidung in einem zwei Meter langen Rohr unter alleiniger Berücksichtigung des Depositionsmechanismus Wirbelträgheit. Aufgetragen ist der Abscheidegrad als Funktion des Partikeldurchmessers unter Variation des Rohrdurchmessers. Verwendet wurde der in dieser Arbeit modifizierte Ansatz von Liu und Agarwal (1974) nach Gleichung 5.3.

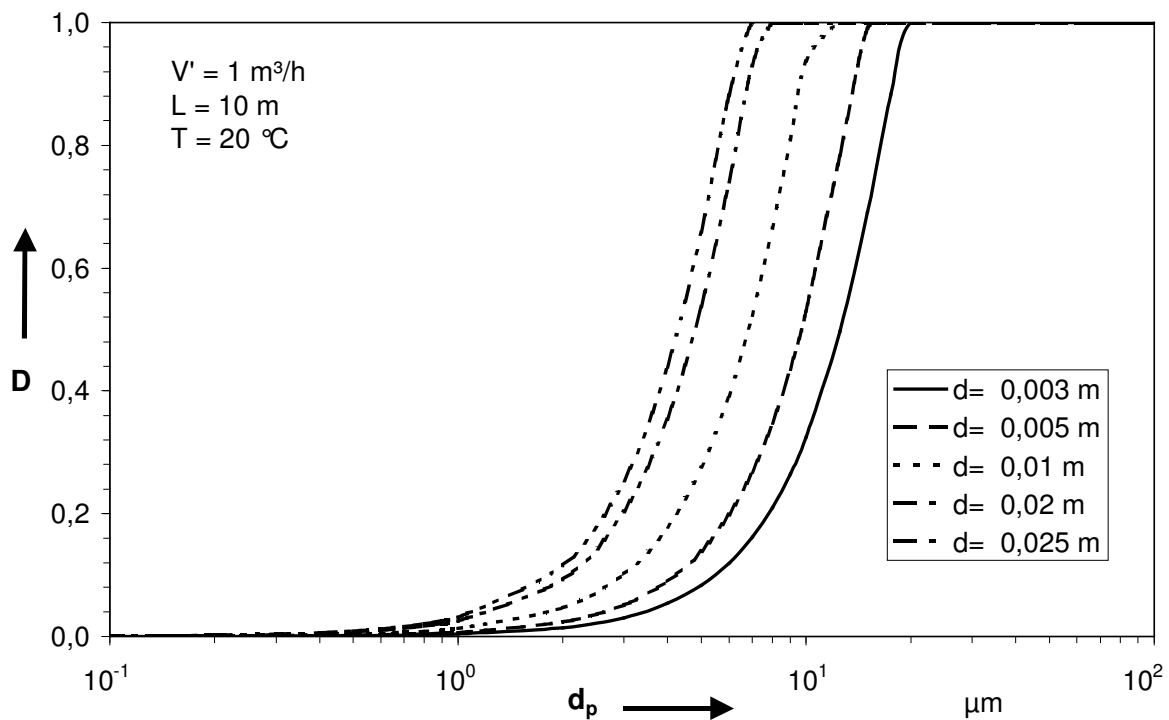


**Abb. 6.2:** Abhängigkeit der Partikeldeposition von Partikel- und Rohrdurchmesser unter alleiniger Berücksichtigung des Abscheidemechanismus Wirbelträgheit berechnet mit Gleichung 5.3

### 6.1.3 Gravitation

Für den Mechanismus der Gravitation ist zu berücksichtigen, dass Partikeldeposition aufgrund von Gravitation nur für supermikrone Partikel relevant ist. Um Partikeldeposition aufgrund von Gravitation zu minimieren, ist der Rohrdurchmesser möglichst klein zu wählen. Die längere Verweilzeit im Rohr wiegt schwerer als die relativ kurzen Wege, die ein Partikel zurücklegen muss, um abgeschieden zu werden. Das zeigt Abbildung 6.3 für die Durchdringung eines zehn Meter langen Rohres bei konstantem Volumenstrom in Abhängigkeit von Rohr- und Partikeldurchmesser unter ausschließlicher Berücksichtigung des Abscheidemechanismus Gravitation.

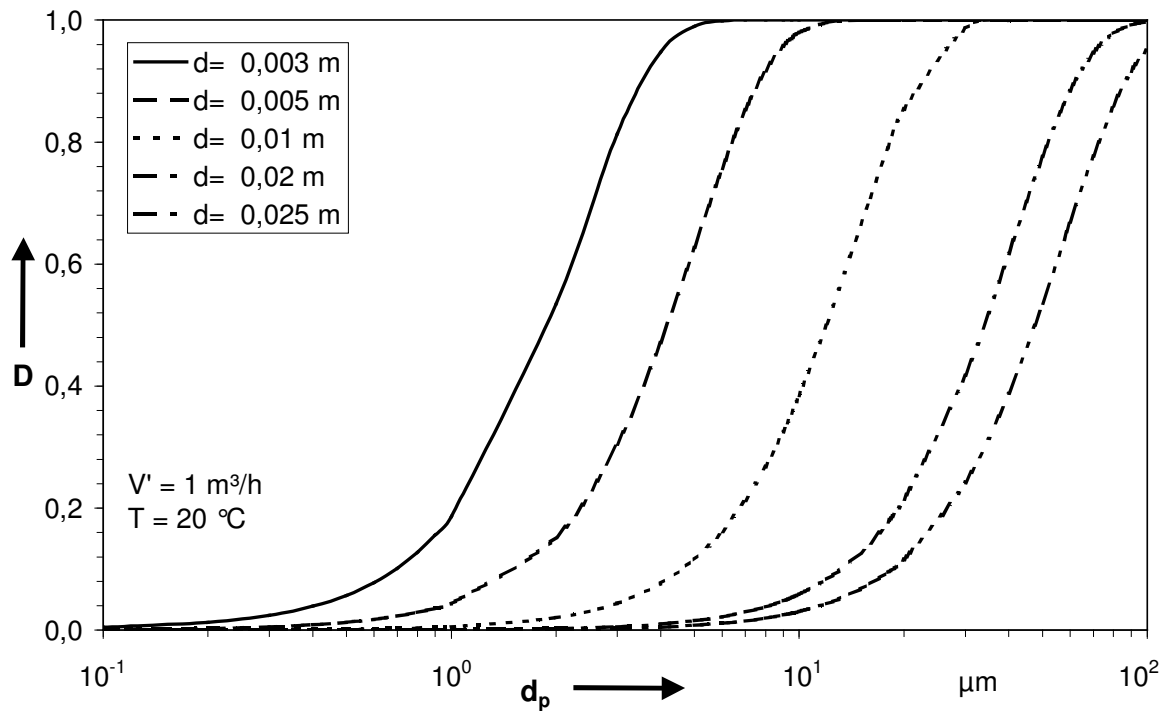




**Abb. 6.3:** Deposition in einem zehn Meter langen unter alleiniger Berücksichtigung des Abscheidemechanismus Gravitation

#### 6.1.4 Trägheitsabscheidung in Rohrkrümmern

Weil sich mit kleiner werdendem Rohrdurchmesser die Strömungsgeschwindigkeit und damit die Partikelstoppdistanz vergrößert, ist zur Minimierung der Partikelabscheidung in Rohrbögen ein möglichst großer Rohrdurchmesser zu realisieren. Weiterhin ist zu berücksichtigen, dass das Verhältnis Partikelstoppdistanz-Rohrdurchmesser überproportional ansteigt. Abbildung 6.4 zeigt die Abhängigkeit der Depositionsrate  $D$  vom Partikeldurchmesser  $d_p$  und vom Rohrdurchmesser  $d$  bei einem Volumenstrom von  $1 \text{ m}^3/\text{h}$  und einem Radius des Rohrbogens von  $250 \text{ mm}$ .



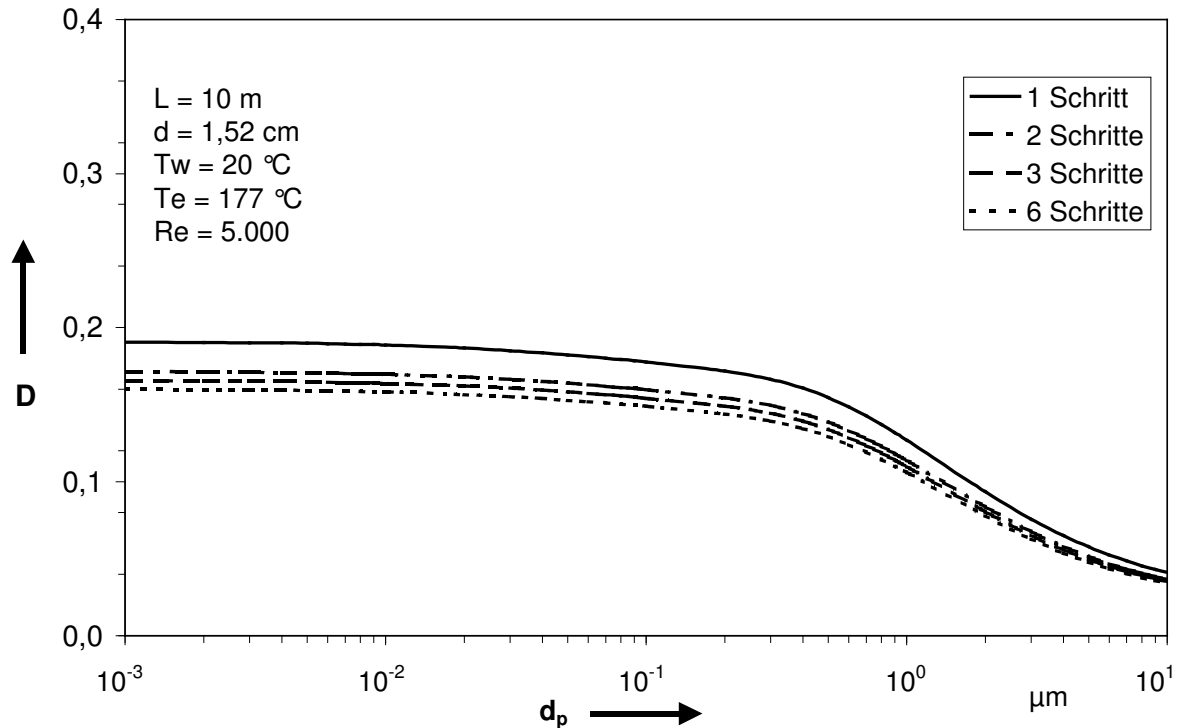
**Abb. 6.4:** Deposition in einem Rohrbogen ausschließlich aufgrund von Trägheit

### 6.1.5 Thermophorese

Die Abkühlung des Fluids sollte so gut wie möglich vermieden werden. Bedingt durch die Aufgabenstellung, kann dies nicht in jedem Fall gewährleistet werden. Beispielsweise muss für viele Messaufgaben das zu untersuchende Fluid erst auf eine für das Messgerät unschädliche Temperatur heruntergekühlt werden.

Die thermophoretische Abscheidung ist bei einem konstanten Volumenstrom unabhängig vom verwendeten Rohrdurchmesser, so dass kein optimaler Rohrdurchmesser für den Partikeltransport unter Berücksichtigung der thermophoretischen Abscheidung benannt werden kann. Minimiert wird die thermophoretische Abscheidung jedoch durch folgende Maßnahme: Durch eine Aufteilung der Kühleinheiten und einen damit verbundenen geringeren Temperaturgradienten am Rohreintritt können die lokalen Depositionsgeschwindigkeiten gesenkt werden. In Abbildung 6.5 ist dargestellt, wie groß der Einfluss einer Segmentierung der

Abkühlstrecke auf die Depositionsrates  $D$  in Abhängigkeit vom Partikeldurchmesser  $d_p$  ist. Dabei wird das Fluid um einen konstanten Betrag in einem oder mehreren Schritten abgekühlt. Als Bezugstemperatur für die Stoffwerte wird jeweils die Temperatur des wandnahen Bereichs angenommen.



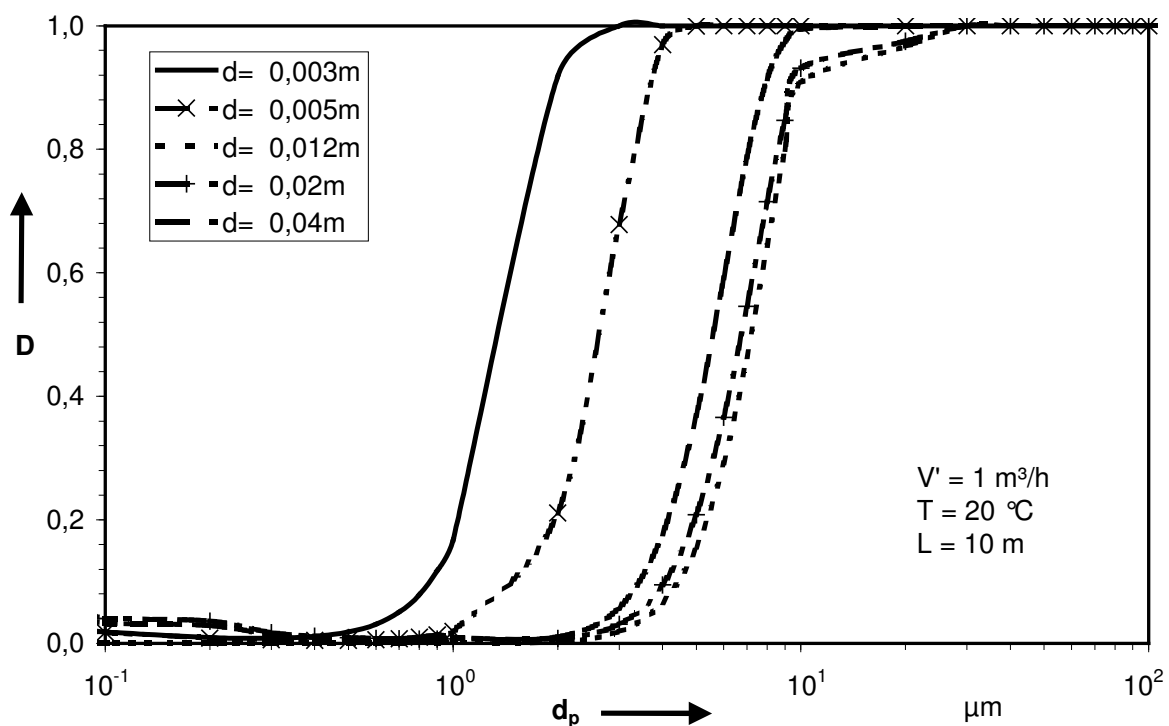
**Abb. 6.5:** Deposition in Abhängigkeit von  $d_p$  und der Anzahl der Kühlstufen unter ausschließlicher Berücksichtigung der Thermophorese bei konstantem Volumenstrom

Mit zunehmender Anzahl der Kühlstufen sinkt die Deposition um ca. 16 Prozent, aber auch die Wirksamkeit der einzelnen Kühlstufen. Deshalb ist es fraglich, ob der vermehrte bauliche Aufwand lohnt. Denkbar ist eine Abkühlung im Gegenstrom, die aber eine hinreichende Abkühlung des Fluids gewährleisten müsste.

### 6.1.6 Optimale Durchdringung unter Berücksichtigung mehrerer Mechanismen

Für praktische Anwendungen, bei denen mehrere Abscheidemechanismen zusammen wirken gilt, dass für den optimalen Transport submikroner Partikel ein möglichst geringer Rohrdurchmesser die Deposition minimiert. Für den Transport supermikroner Partikel ist zu unterscheiden, ob die Rohrleitung vertikal oder horizontal durchströmt wird. Darüber hinaus ist noch zu beachten, welcher der Mechanismen, Gravitation oder Wirbelträgheit, in einer horizontalen Rohrleitung stärkeren Einfluss hat. In Abbildung 6.6 ist für ausgewählte Rohrdurchmesser  $d$  die Depositionsrates  $D$  als Funktion des Partikeldurchmessers  $d_p$  für den Fall der Durchströmung einer horizontalen Rohrleitung aufgetragen. Für den dargestellten Fall beträgt der optimale Rohrdurchmesser  $d = 0,012 \text{ m}$ .

In senkrechten Rohrleitungen dagegen ist ebenfalls wie für supermikrone Partikel ein großer Rohrdurchmesser zu bevorzugen.



**Abb. 6.6:** Deposition in Abhängigkeit vom Rohrdurchmesser bei konstantem Volumenstrom unter Berücksichtigung der Mechanismen Konvektion/Diffusion, Wirbelträgheit und Gravitation in horizontaler Rohrströmung

### 6.2 Gezielte Abscheidung von Partikeln in Rohrgeometrien

Neben der bisher betrachteten Aufgabenstellung existieren ingenieurtechnische Aufgabenstellungen, wie z. B. die Reinigung von strömenden Gasen, bei denen nicht die optimale Durchdringung, sondern die Abscheidung der Partikel das Ziel ist. Mit Hilfe der gewonnenen Ergebnisse können für Partikel aus den Größenbereichen, die mit herkömmlichen Methoden nur unzureichend abgeschieden werden, Strategien abgeleitet werden, um auch diese Partikel stärker abzuscheiden.

Wie der vorangegangenen Diskussion entnommen werden konnte, existiert für Partikel aus dem Größenbereich 0,2 bis 2  $\mu\text{m}$  ein Abscheideminimum. Zum einen verliert die Diffusion als Abscheidemechanismus an Bedeutung, zum anderen ist die Wirkung trägheitsinduzierter Abscheidemechanismen zu gering. Für diese Partikel ist der Mechanismus der Thermophorese zur Abscheidung am besten geeignet. Auf diese Weise können Reduzierungen von zehn bis 15 Prozent in einer Reinigungsstufe erreicht werden.

## 7 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Möglichkeit untersucht, die Partikelabscheidung in gekühlten, turbulent durchströmten Rohrleitungen, wie z. B. in Probenahmeleitungen, zu minimieren. Anlass für diese Untersuchungen waren die bestehenden Unsicherheiten bei der Erfassung von Stäuben, insbesondere im Hinblick auf die EU-Luftreinhalterichtlinie. Diese ist seit Beginn des Jahres 2005 in Kraft und beinhaltet die Abkehr von einer Betrachtung der Massenfrachten sowie eine Hinwendung zur Beobachtung von lungengängigen Partikeln (PM<sub>10</sub>).

Um Partikelfrachten in ruhenden oder strömenden Gasen zu erfassen, wird in der Regel die extraktive Probenahme, also die Probenahme über Probenahmesonde und -rohr, verwendet. Diese führt zu Partikelabscheidungen in der Rohrleitungen und zu prinzipiell zu niedrigen Messwerten. Verantwortlich sind dafür unter anderem die Abscheidemechanismen Thermophorese, Gravitation, Trägheit, Wirbelträgheit und turbulente Diffusion. Diese lassen sich zwar nicht vollständig vermeiden, eine geeignete Auswahl der Rohrgeometrie und der Strömungsführung kann aber die Partikelabscheidung in einer Rohrleitung minimieren.

Im ersten Teil der Arbeit wurde der Stand des Wissens in den einzelnen Teilbereichen der Partikelabscheidung in einer Rohrströmung beschrieben. Forschungsbedarf bestand bei den Abscheidemechanismen Thermophorese, turbulente Diffusion und insbesondere Wirbelträgheit.

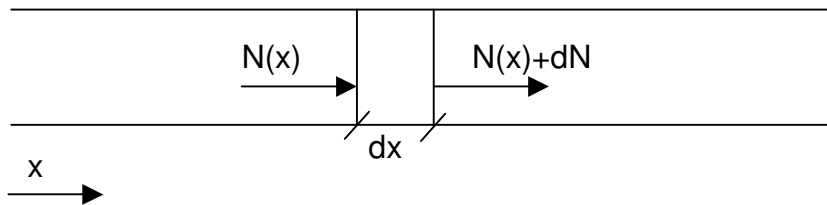
Hierzu wurden im zweiten Teil der Arbeit, dem Hauptteil, die Erhaltungsgleichungen für den Partikeltransport diskutiert. Zur Beschreibung des Partikeltransports wurden numerische und analytische Lösungsansätze verwendet. Dabei wurde festgestellt, dass der Abscheidemechanismus der Scherkraft für gasgetragene Partikel vernachlässigt werden kann. Weiterhin kann die Beschreibung der Mechanismen Brownsche und turbulente Diffusion sehr gut mittels eines Analogie-Ansatzes erfolgen. Eigene Ansätze zur Beschreibung der Abscheidemechanismen Thermophorese und Gravitation wurden vorgestellt. Des weiteren wurde ein Lösungsansatz zur Erfassung der Partikelabscheidung in Rohrbögen hergeleitet. Dazu trugen die experimentellen und

analytischen Untersuchungen zur Bestimmung der Partikeldeposition in turbulent durchströmten Rohrleitungen bei. Das wesentliche Ergebnis war, dass entgegen anderweitiger Annahmen die dimensionslose Partikeldepositionsgeschwindigkeit als Funktion der dimensionslosen Partikelrelaxationszeit unabhängig ist von Rohrdurchmesser und Reynoldszahl.

Im dritten Teil der vorliegenden Arbeit wurden Empfehlungen abgeleitet, wie bei gegebenem Volumenstrom ein optimaler Partikeltransport in durchströmten Rohrleitungen zu gewährleisten ist. Dabei ist zu unterscheiden, ob es sich um sub- oder supermikrone Partikel handelt. Liegt der Schwerpunkt bei den submikronen Partikeln, so ist ein möglichst kleiner Rohrdurchmesser zu empfehlen. Ist hingegen eher mit supermikronen Partikeln zu rechnen, muss anhand der vorgestellten Ansätze abgewogen werden, ob ein kleiner Rohrdurchmesser mit einer damit verbundenen hohen Strömungsgeschwindigkeit oder ein großer Rohrdurchmesser mit niedriger Strömungsgeschwindigkeit zu bevorzugen ist.

Thema künftiger Untersuchungen sollten Kondensation und Verdampfung in temperierten Rohrleitungen sein, da mit sich änderndem Partikeldurchmesser während des Transportvorganges auch eine Änderung der Partikeleigenschaften einhergeht. Diese Thematik ist Gegenstand eines aktuellen Forschungsprojektes am Institut für Verfahrenstechnik der Universität Duisburg-Essen.

## Anhang A1 - Zusammenhang zwischen Depositionsgeschwindigkeit und Abscheidegrad



Aus der differentiellen Partikelbilanz um ein mit der Geschwindigkeit  $\bar{v}$  durchströmtes Rohrelement mit dem Durchmesser  $d$  folgt bei einer gleichmäßigen Depositionsgeschwindigkeit  $v_d$  ( $N(x)$ : Anzahl der Partikel an der Stelle  $x$ ):

$$N(x) \cdot \frac{\pi}{4} \cdot d^2 \cdot \bar{v} = (N(x) + dN) \cdot \frac{\pi}{4} \cdot d^2 \cdot \bar{v} + N(x) \cdot \pi \cdot d \cdot dx \cdot v_d.$$

Durch Umstellung und Vereinfachung ergibt sich:

$$\frac{dN}{N(x)} = - \frac{4 \cdot v_d}{\bar{v} \cdot d} \cdot dx.$$

Die Integrationsgrenzen lauten  $x = 0$  und  $x = L$  ( $L$ : Rohrlänge) bzw.  $N(x=0) = N_0$  und  $N(x=L) = N$ . Die Integration ergibt:

$$\ln\left(\frac{N}{N_0}\right) = - \frac{4 \cdot v_d \cdot L}{\bar{v} \cdot d}.$$

Der Penetrationsgrad  $P$  ist das Verhältnis der Partikelanzahlkonzentration  $N$  an der Stelle  $L$  zur ursprünglichen Partikelanzahlkonzentration  $N_0$ :

$$P = \exp\left(- \frac{4 \cdot v_d \cdot L}{\bar{v} \cdot d}\right).$$

Wird statt der mittleren Strömungsgeschwindigkeit  $\bar{v}$  der Volumenstrom  $\dot{V}$  verwendet, so lautet die Gleichung zur Ermittlung des Penetrationsgrades  $P$  bei Kenntnis der Depositionsgeschwindigkeit  $v_d$ :



$$P = \exp\left(-\frac{\pi \cdot d \cdot v_d \cdot L}{\dot{V}}\right).$$

Der Abscheidegrad lautet demzufolge:

$$D = 1 - \exp\left(-\frac{\pi \cdot d \cdot v_d \cdot L}{\dot{V}}\right).$$

## Anhang A2 - Verringerung der Partikelanzahlkonzentration aufgrund von Koagulation

Bei einer Massenkonzentration von 1 mg/m<sup>3</sup> berechnet sich die Partikelanzahlkonzentration wie folgt:

$$C_{N0} = \frac{6 \cdot m}{\pi \cdot d_p^3 \cdot \rho_p}.$$

Dabei sind:

$C_{N0}$ : Partikelanzahlkonzentration zum Zeitpunkt  $t = 0$ ,

$d_p$ : Partikeldurchmesser (hier: 0,35  $\mu\text{m}$ ),

$\rho_p$ : Partikeldichte (hier: 4000 kg/m<sup>3</sup>),

$m$ : Masse des Partikelkollektivs (hier: 1 mg).

Das bedeutet, es ist bei der Annahme isodisperser sphärischer Partikel mit einer Anzahlkonzentration von  $1,113 \cdot 10^{10}$  Partikeln pro Kubikmeter zu rechnen.

Nach Hinds (1982) berechnet sich aufgrund von Koagulation die Partikelanzahlkonzentration  $C_N(t)$  zu einem bestimmten Zeitpunkt  $t$  nach der Beziehung:

$$\frac{1}{C_N(t)} - \frac{1}{C_{N0}} = K_0 \cdot t.$$

Die Zeit  $t_{0,5}$  ist die Zeit, nach der die Partikelanzahlkonzentration sich um 50 % verringert hat (Halbwertszeit;  $C_N(t_{0,5}) = 0,5 \cdot C_{N0}$ ). Sie wird folgendermaßen berechnet:

$$t_{0,5} = \frac{1}{K_0 \cdot C_{N0}}.$$

Die Koagulationskonstante  $K_0$  hat nach Fuchs (1964) für einen Partikeldurchmesser von 0,4  $\mu\text{m}$  den Wert  $4,18 \cdot 10^{-16}$  m<sup>3</sup>/s. Für  $t_{0,5}$  ergibt sich damit:

$$t_{0,5} = 59,7 \text{ h}.$$

Selbst unter Berücksichtigung der Ergebnisse von Yoder und Silverman (1967), die für dynamische Systeme Koagulationskonstanten ermittelt haben, die über dem 3500fachen von statischen Systemen liegen, ergibt sich mit  $t_{0,5} = 61$  s ein Wert, der mehrere Größenordnungen über der mittleren Verweilzeit von ca. 0,2 s liegt.

### Anhang A3 – Ermittlung der thermophoretischen Abscheidung

Die Abnahme der Partikelanzahl pro Längenelement in einem durchströmten Rohr aufgrund von Thermophorese hängt von Volumenstrom  $\dot{V}$ , Partikelanzahl  $N$ , Rohrdurchmesser  $d$  und thermophoretischer Geschwindigkeit  $v_{th}$  ab:

$$\frac{dN}{dz} = - \frac{\pi \cdot d}{\dot{V}} \cdot v_{th} \cdot N.$$

Die thermophoretische Geschwindigkeit berechnet sich aus thermophoretischem Koeffizienten  $K_{th}$ , kinematischer Viskosität  $\nu$  und Temperatur  $T$  wie folgt:

$$v_{th} = -K_{th} \cdot \nu \cdot \frac{\nabla T}{T}.$$

Zur Bestimmung der thermophoretischen Koeffizienten als Funktion der Knudsenzahl  $Kn$ , der Cunningham-Slipkorrektur  $C_s$  und der Wärmeleitfähigkeiten von Gas  $\lambda_g$  und Partikel  $\lambda_p$  wird auf den Ansatz von Talbot et al. (1980) zurückgegriffen:

$$K_{th} = \frac{2,294 \cdot \left( \frac{\lambda_g}{\lambda_p} + 2,2 \cdot Kn \right) \cdot C_s}{(1 + 3,438 \cdot Kn) \cdot \left( 1 + 2 \cdot \frac{\lambda_g}{\lambda_p} + 4,4 \cdot Kn \right)}.$$

Bei Vernachlässigung der axialen Komponente der thermophoretischen Geschwindigkeit vereinfacht sich der Temperaturgradient zu:

$$\nabla T = \frac{\alpha}{\lambda_g} \cdot (T_w - T_m).$$

Wird als Bezugstemperatur die Wandtemperatur  $T_w$  gewählt, so erhält man für die thermophoretische Geschwindigkeit:

$$v_{th} = -K_{th} \cdot \nu \cdot \frac{1}{T} \cdot \frac{\alpha}{\lambda_g} \cdot (T_w - T_m).$$

Aus einer differentiellen Wärmebilanz lässt sich die mittlere Temperatur  $\bar{T}(z)$  ermitteln:

$$\bar{T}(z) = T_w + (T_e - T_w) \cdot \exp\left(-\frac{\pi \cdot \alpha \cdot d \cdot z}{\rho \cdot \dot{V} \cdot c_p}\right).$$

Die Depositionsrate D berechnet sich dann wie folgt:

$$D = 1 - \frac{N}{N(0)} = 1 - \exp\left[K_{th} \cdot Pr \cdot \frac{T_e - T_w}{T_w} \cdot \left(\exp\left(-\frac{\pi \cdot \alpha \cdot d \cdot L}{\rho \cdot \dot{V} \cdot c_p}\right) - 1\right)\right].$$

## Literaturverzeichnis

**Anand, N. K.; McFarland, A. R. (1989):** Particle Deposition in Aerosol Sampling Lines Caused by Turbulent Diffusion and Gravitational Settling, American Industrial Hygiene Association Journal, Vol. 50, S. 307 - 312

**Anand, N. K.; McFarland, A. R.; Kihm, K. D.; Wong, F. S. (1992):** Optimization of Aerosol Penetration through Transport Lines; Aerosol Science and Technology; Vol. 16, 1992, S. 105 - 112

**Anand, N. K.; McFarland, A. R.; Wong, F. S.; Kocmoud, C. J. (1993):** DEPOSITION - Software to Calculate Particle Penetration Through Aerosol Transport Systems, NUREG/GR-0006

**Balásházy, I.; Martonen, T. B.; Hofmann, W. (1990):** Simultaneous Sedimentation and Impaction of Aerosols in Two-Dimensional Channel Bends; Aerosol Science and Technology; Vol. 13, S. 20 - 34

**Bartz, H. (1985):** Probenahme von Aerosolen; Seminar Aerosolmeßtechnik; Universität Duisburg, Fachgebiet Prozeß- und Aerosolmeßtechnik, 11.02.-13.02.85

**Batchelor, G. K.; Shen, C. (1985):** Thermophoretic Deposition of Particles in Gas Flowing over Cold Surfaces, J. Col. Int. Sci. 107, Nr. 1, S. 21 – 37

**Beal, S. K. (1968):** Transport of Particles in Turbulent Flow to Channel or Pipe Walls; WAPD-TM-765, Bettis Atomic Power Laboratory, Pittsburgh, Pa.

**Beal, S. K. (1970):** Deposition of Particles in Turbulent Flow on Channel or Pipe Walls; Nuclear Science and Engineering; Vol. 40, S. 1-11

**Brockmann, J. E. (1993):** Sampling and Transport of Aerosols, in Willeke, K.; Baron, P. A. (Hrsg.): Aerosol Measurement, van Nostrand Reinhold, New York

**Byers, R. L.; Calvert, S. (1969):** Particle Deposition from Turbulent Streams by Means of Thermal Force, I & EC Fundamentals 8:646-655

**Chen, Y. K.; Yu, C. P. (1993):** Particle Deposition from Duct Flows by Combined Mechanisms, Aerosol Science and Technology, Vol. 19, S. 389 –395

**Crane, R. I.; Evans, R. L. (1977):** Inertial Deposition of Particles in a Bent Pipe; Journal of Aerosol Science, Vol. 8, S. 161 - 170

**Davies, C. N. (1965a):** Deposition of Aerosols from Turbulent Flow through Pipes, Proc. R. Soc., Vol. A 289, S. 235 - 246

**Davies, C. N. (1965b):** The Rate of Deposition of Aerosol Particles from Turbulent Flow through Ducts; Annals of Occupational Hygiene, Vol. 8, S. 239 - 245

**Davies, C. N. (1966a):** Brownian Deposition of Aerosol Particles from turbulent flow through pipes, Proc. R. Soc., Vol. A 290, S. 557 - 562

**Davies, C. N. (1966b):** Deposition from Moving Aerosols, in C. N. Davies (Ed.): Aerosol Science, Academic Press, London

**DIN 25423 (bzw. ISO 2889), Beiblatt 1 (1987):** Probenahme bei der Radioaktivitätsüberwachung der Luft - Hinweise zur Berechnung von Partikelverlusten in Probenahmeleitungen und Hinweise zur Ermittlung des Fehlers infolge anisokinetischer Probenahme

**Fan, B. J.; Wong, F. S.; McFarland, A. R.; Anand, N. K. (1992):** Aerosol Deposition in Sampling Probes, Aerosol Science and Technology, Vol. 17, 1992, S. 326 – 332

**Fan, F.-G.; Ahmadi G. (1993):** A Sublayer Model for Turbulent Deposition of Particles in Vertical Ducts with Smooth and Rough Surfaces; Journal of Aerosol Science, Vol. 24, Nr. 1, 1993, S. 45 – 64

**Filonenko, G. K. (1954):** Teploenergetika, Nr. 4, zitiert in: VDI-Wärmeatlas, 7. Auflage

**Findeisen, W. (1935):** Über das Absetzen kleiner, in der Luft suspendierter Teilchen in der menschlichen Lunge bei der Atmung, Arch. Ges. Physiol., Vol. 236, S. 367

**Friedlander, S. K. (1977):** Smoke, Dust, and Haze; John Wiley & Sons, New York

**Friedlander, S. K.; Johnstone, H. F. (1957):** Deposition of Suspended Particles from Turbulent Gas Streams; Industrial and Engineering Chemistry, Vol. 49, Nr. 7, S. 1151 - 1156

**Fuchs, N. A. (1964):** The Mechanics of Aerosols, Pergamon, Oxford

**Gartz, K.; Schmidt, F.; Fissan, H. (1995):** Partikelverluste in turbulent durchströmten Probenahmeleitungen; Chemie Ingenieur Technik, Vol. 67, Nr. 12, S. 1641 - 1645

**Gnielinski, V. (1975):** Forsch. Ing.-Wes. 41 Nr. 1 zitiert in: VDI-Wärmeatlas, 7. Auflage

**Gormley, P. G.; Kennedy, M. (1949):** Diffusion From a Stream Flowing Through a Cylindrical Tube; Proc. Royal Irish Acad. 52 A, S. 163 - 169

**Hausen, H. (1959):** Allgemeine Wärmetechnik, Bd. 9, 75-79 zitiert in: VDI-Wärmeatlas, 7. Auflage

**Hinds, C. (1982):** Aerosol Technology, John Wiley & Sons, New York

**Housiadas, C.; Drossinos, Y. (2005):** Thermophoretic Deposition in Tube Flow; Aerosol Science and Technology, Vol. 39, S. 304 - 318

**Ilori, T. A. (1971):** Turbulent Deposition of Aerosol Particles inside Pipes; Ph.D. Thesis, University of Minnesota, 1971

**Kast, W. (1994):** Ermittlung des Reibungskoeffizienten, in: VDI-Wärmeatlas, 7. Auflage, Springer-Verlag, Heidelberg

**Lee, K. W.; Gieseke, J. A. (1993):** Deposition of Particles in Turbulent Pipe Flows; Journal of Aerosol Science, Vol. 24, Nr. 5, S. 699 - 709

**Levenspiel, O. (1972):** Chemical Reaction Engineering, 2<sup>nd</sup> Edition, John Wiley and Sons, New York

**Levich, V. G. (1962):** "Diffusion Rates in Turbulent Flow", in: Physicochemical Hydrodynamics, Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, N. J.

**Lin, J.-S.; Tsai, C.-J. (2003):** Thermophoretic deposition efficiency in a cylindrical tube taking into account developing flow at the entrance region; Journal of Aerosol Science, Vol. 34, S. 569 - 583

**Lin, J.-S.; Tsai, C.-J.; Chang, C.-P. (2004):** Suppression of particle deposition in tube flow by thermophoresis; Journal of Aerosol Science, Vol. 35, S. 1235 - 1250

**Liu, B. Y. H.; Agarwal, J. K. (1974):** Experimental Observation of Aerosol Deposition in Turbulent Flow; Journal of Aerosol Science, Vol. 5, S. 145 - 155



**McFarland, A. R.; Wong, F. S.; Anand, N. K.; Ortiz, C. A. (1991):** Aerosol Penetration through a Model Transport System: Comparison of Theory and Experiment; Environmental Science & Technology, Vol. 25, S. 1573 – 1577

**Montgomery, T. L. (1969):** Aerosol Deposition in a Pipe with Turbulent Air Flow; Ph.D. Thesis, University of Pittsburgh

**Muñoz-Bueno, R.; Hontañón, E.; Rucandio, M.I. (2005):** Deposition of fine aerosols in laminar tube flow at high temperature with large gas-to-wall temperature gradients; Journal of Aerosol Science, Vol. 36, S. 495 - 520

**Muyshondt, A.; Anand, N. K.; McFarland, A. R. (1996):** Turbulent Deposition of Aerosol Particles in Large Transport Tubes; Aerosol Science and Technology, Vol. 24, Nr. 2, S. 107 - 116

**Nishio, G.; Kitani, S.; Takahashi, K. (1974):** Thermophoretic Deposition of Aerosol Particles in a Heat-Exchanger Pipe, Ind. Eng. Chem., Process Des. 13:408-415

**Owen, P. R. (1960)** Dust Deposition from a Turbulent Airstream; International Journal of Air Pollution, Vol. 3, S. 8-25, 50-53

**Papavergos, P. G.; Hedley, A. B. (1984):** Particle Deposition Behaviour from Turbulent Flows; Chem. Eng. Res. Des., Vol. 62, S. 275 - 295

**Patankar, S. V. (1980):** Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, McGraw-Hill Book Company, New York

**Pui, D. Y. H.; Romay-Novas, F.; Liu, B. Y. H. (1987):** Experimental Study of Particle Deposition in Bends of Circular Cross Section; Aerosol Science and Technology, Vol. 7, S. 301 - 315

**Romay, F.J.; Takagaki, S.S.; Pui, D.Y.H.; Liu, B.Y.H. (1998):** Thermophoretic Deposition of Aerosol Particles in Turbulent Pipe Flow; J. Aerosol Sci., Vol. 30, S. 943 – 959

**Saffman, P. G. (1965):** The Lift on a Small Sphere in a Slow Shear Flow, J. Fluid Mech., Vol. 22, Part 2, S. 385 - 400

**Sager, C; Engelke, T.; Schmidt, F.; Schmidt, K. G. (1997):** Minimizing errors in measuring particles by numerical simulation. J. Aerosol Sci., Vol. 28, Suppl.1, S. S329-S330

**Sager, C; Schmidt, F.; Schmidt, K. G. (2001):** Untersuchungen zur Partikeldeposition in Probenahmeleitungen aufgrund verschiedener Transportmechanismen. Gefahrstoffe – Reinhaltung der Luft, Vol. 61, S. 207 – 211

**Schlichting, H. (1964):** Grenzschichttheorie; Verlag G. Braun, Karlsruhe

**Schmidt, F. (1994):** Transport submikroner Partikel zu einer laminar umströmten Kreisscheibe, Gerhard-Mercator-Universität Duisburg, Dissertationsschrift

**Schmidt, F. (2001):** Transport und Abscheidung submikroner Partikel, Gerhard-Mercator-Universität Duisburg, Habilitationsschrift

**Schmidt, F.; Sager, C. (2000a):** Deposition of Particles in Turbulent Pipe Flows. J. Aerosol Sci., Vol. 31, Suppl.1, S. S847-S848

**Schmidt, K. G.; Sager, C. (2000b):** Deposition von Partikeln in Probenahmeleitungen; Max-Buchner-Forschungstiftung, Frankfurt, Forschungsbericht

**Sehmel, G. A. (1967):** Validity of Air Samples as Affected by Anisokinetic Sampling and Deposition within Sampling Line; Assessment of Airborne Radioactivity, Proceedings of Symposium, Vienna, 3.-7. July, SM-95/49

**Sreenath, A.; Ramachandran, G.; Vincent, J. (1998):** Effect of Orientation and Freestream Velocity on the Sampling Efficiency of a Blunt Body Sampler, S. S331-S332, Journal of Aerosol Science 29, Suppl. 1

**Stratmann, F. (1992):** Partikeltransport in einer gekühlten laminaren Rohrströmung durch gleichzeitige Konvektion, Diffusion und Thermophorese, Dissertation, Duisburg

**Stratmann, F.; Otto, E.; Fissan, H. (1994):** Thermophoretical and Diffusional Particle Transport in Cooled Laminar Tube Flow, Journal of Aerosol Science 25:1305-1319

**Ström, L. (1972):** Transmission Efficiency of Aerosol Sampling Lines; Atmospheric Environment, Vol. 6, S. 133 - 142

**Talbot, L.; Cheng, R. K.; Schefer, R. W.; Willis, D. R. (1980):** Thermophoresis in a Heated Boundary Layer, J. Fluid Mech., Vol. 101, Nr. 4, S. 737 - 758

**Thomas, J. W. (1958):** Gravity Settling of Particles in a Horizontal Tube; Journal of Air Pollution Control Association, Vol. 8, S. 32 - 34

**Thomas, J. W. (1967):** Particle Loss in Sampling Conduits, Symp. Proc. Assessment of Airborne Radioactivity, SM-95/42, IAEA Vienna

**Tsai, C.-J.; Lin, J.-S.; Aggarwal, S. G.; Chen, D.-R. (2004):** Thermophoretic deposition of particles in laminar and turbulent tube flows; *Aerosol Science and Technology*, Vol. 38, S. 131 - 139

**Vincent, J. H. (1989):** *Aerosol Sampling - Science and Practice*, Wiley & Sons, Chichester

**Vincent, J. H.; Stevens, D. C.; Mark, D.; Marshall, M.; Smith, T. A. (1986):** On the Aspiration Characteristics of Large-Diameter, Thin-Walled Aerosol Sampling Probes at Yaw Orientations with Respect to the Wind, S. 211-224, *Journal of Aerosol Science* 17

**Wells, A. C., Chamberlain, A. C. (1967):** Transport of Small Particles to Vertical Surfaces, *Brit. J. Appl. Phys.*, Vol. 18, S. 1793 - 1799

**Wong, F. S.; McFarland, A. R.; Anand, N. K. (1996):** An Experimental Study of Aerosol Penetration through Horizontal Pipes and Ström-Type Loops; *Health Physics*; Vol. 71, 1996, S. 886 - 895

**Wood, N. B. (1981):** A Simple Method for the Calculation of Turbulent Deposition to Smooth and Rough Surfaces; *Journal of Aerosol Science*, Vol. 12, Nr. 3, S. 275 - 290

**Yoder, J. D., Silverman, L. (1967):** Influence of Turbulence on Aerosol Agglomeration and Deposition in a Pipe; 60th Annual APCA Meeting, Cleveland, Ohio, Paper Number 67-33

**Yu, C. P.; Liu, C. S.; Taulbee, D. B. (1977):** Simultaneous Diffusion and Sedimentation of Aerosols in a Horizontal Cylinder; *Journal of Aerosol Science*, Vol. 8, S. 309 – 316

## Lebenslauf

### Persönliche Daten:

Name:	Christoph Sager
Anschrift:	Wielandstraße 14 47445 Moers
Geburtsdatum und -ort:	11.02.1967 in Kaufbeuren
Familienstand:	verheiratet mit Uta Sager, 2 Söhne (Robert und Paul)

### Darstellung des Ausbildungsganges:

August 1973 - Mai 1975	Marienfeldschule Rumeln-Kaldenhausen
Mai 1975 - Juni 1977	Marienschule Geldern-Kapellen
August 1977 - Juni 1986	Friedrich-Spee-Gymnasium Geldern
Oktober 1987 - Juli 1993	Maschinenbau-/Verfahrenstechnikstudium an der RWTH Aachen; Abschluss als Diplom-Ingenieur
Juli 1993 - Juni 2001	Aufbaustudium Umweltwissenschaften an der RWTH Aachen; Abschluss als Magister der Technologie

### Berufliche und praktische Tätigkeiten:

Oktober 1986 - Dezember 1987	Grundwehrdienst in Oldenburg (Oldbg.)
Mai 1991 - August 1992	Studentische Hilfskraft bei Ing.-Büro focon, Aachen
Oktober 1992 - April 1993	Diplomarbeit bei Fa. Henkel, Düsseldorf
Oktober 1993 - Februar 1994	Freier Mitarbeiter bei Ing.-Büro focon, Aachen
April 1994 - August 1994	Technischer Support bei Fa. Microsoft, Unterschleißheim
April 1995 – März 2001	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Fachgebiet Verfahrenstechnik/Umwelttechnik der Gerhard- Mercator-Universität Duisburg
ab April 2001 fortlaufend	Projektleiter der BFUB Gesellschaft für Umwelt- beratung und Projektmanagement mbH, Herten